



A la recherche d'une signature de la formation et décroissance du système géant " $Z=184$ "

Cédric Golabek

► To cite this version:

Cédric Golabek. A la recherche d'une signature de la formation et décroissance du système géant " $Z=184$ ". Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2009. Français. NNT : . tel-00416431

HAL Id: tel-00416431

<https://theses.hal.science/tel-00416431>

Submitted on 14 Sep 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



GANIL T 09 01

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

GANIL

Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / INP3

UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

M. Cédric GOLABEK

et soutenue

le 7 Juillet 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**A la recherche d'une signature
de la formation et décroissance
du système géant "Z=184"**

MEMBRES du JURY

Mr J.L. Sida, physicien Habilité à Diriger des Recherches CEA, Saclay (**rapporteur**)

Mr C. Beck, Directeur de Recherche CNRS, IPHC (**rapporteur**)

Mme F. Gulminelli, Professeur, Université Caen/Basse Normandie

Mme F. Rejmund, Physicienne CNRS, GANIL

Mr K.H. Schmidt, Physicien, GSI, Allemagne

Mr A.C.C. Villari, Directeur de Recherche CNRS, GANIL (**directeur de thèse**)



GANIL T 09 01

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

GANIL

Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / INP3

UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

M. Cédric GOLABEK

et soutenue

le 7 Juillet 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**A la recherche d'une signature
de la formation et décroissance
du système géant "Z=184"**

MEMBRES du JURY

Mr J.L. Sida, physicien Habilité à Diriger des Recherches CEA, Saclay (**rapporteur**)

Mr C. Beck, Directeur de Recherche CNRS, IPHC (**rapporteur**)

Mme F. Gulminelli, Professeur, Université Caen/Basse Normandie

Mme F. Rejmund, Physicienne CNRS, GANIL

Mr K.H. Schmidt, Physicien, GSI, Allemagne

Mr A.C.C. Villari, Directeur de Recherche CNRS, GANIL (**directeur de thèse**)

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier la région Basse-Normandie et le CEA qui ont financé ma thèse, de même que la direction du GANIL qui m'ont offert la possibilité de réaliser mon doctorat.

Merci à mes deux directeurs de thèse ! Tout d'abord, Antonio, qui m'a aidé à me mettre sur la bonne voie pour débiter au mieux mon travail de thèse et m'a donné une certaine liberté de travail que j'ai appréciée. Merci d'avoir toujours été très positif pendant ces trois années. Ensuite, Fanny qui a repris le flambeau en cours de route et a pris le temps de comprendre ce que j'avais fait depuis le début pour m'apporter de nouvelles idées. Vous m'avez été d'une grande aide pour l'écriture de mon mémoire et la présentation orale !

Je remercie C. Beck, J.L. Sida et F. Gulminelli d'avoir accepté d'être rapporteur de mon mémoire. Je les remercie pour tous les commentaires qu'ils ont pu faire sur mon mémoire, toutes les corrections qu'ils ont apportées, de même que les questions qu'ils ont pu me poser m'amenant à réfléchir encore plus sur mon travail. Merci également à K.H. Schmidt qui a accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je voudrais remercier particulièrement deux personnes qui, ont été très proches et m'ont soutenu tout au long de ma thèse, bien qu'étant loin géographiquement. Tout d'abord, mon homonyme Cédric Simenel basé à Paris, avec qui j'ai pu réaliser une partie théorique dans mon travail et qui m'a suivi du début à la fin, de la réalisation des calculs à la publication d'un PRL. C'était un plaisir de travailler avec toi, toujours sérieux et cool, prenant toujours le temps d'expliquer les choses compliquées de manière simple ! Une autre personne à qui je dois beaucoup est Sophie Heinz travaillant au GSI en Allemagne qui est venue plusieurs fois au GANIL pour travailler avec moi et avec qui j'ai beaucoup discuté de physique pendant ces trois années ; c'est avec elle que j'ai le plus progressé dans ma réflexion.

Une pensée également à tous les physiciens et thésards du ganil qui ont été mes collègues de table de restaurant, parlant de physique bien sûr mais également du régime alimentaire du babouin de Papouasie en hiver, par exemple... Merci à Jean Charles de m'avoir fait découvrir le squash, à Jo, Marc-Olivier, Guillaume, Pu, Guilain, Aurore pour les baignades et foot sur la plage ainsi que l'initiation musclée en catamaran. Merci à Christelle qui était une collègue de bureau agréable à vivre au quotidien.

Une thèse c'est avant tout un travail d'équipe, je remercie ainsi tous les physiciens et techniciens qui ont contribué au bon déroulement de mon expérience et m'ont aidé pendant ces trois années. Merci à tous ceux qui sont venus assister à ma soutenance, la salle était bien pleine, ça fait plaisir.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	11
1 Motivations et état de l'art	13
1.1 Système géant $^{476}_{184}$	13
1.2 Potentiel d'interaction	15
1.3 Temps d'interaction et processus électromagnétique	17
1.3.1 Temps d'interaction	17
1.3.2 Emission de positrons	20
1.4 Synthèse d'éléments super lourds	21
1.5 Mécanismes de réaction	24
1.5.1 Diffusion élastique	24
1.5.2 Réactions inélastiques	26
1.5.3 Quelle réaction pour $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$?	28
2 Dispositif expérimental	31
2.1 Faisceau	31
2.2 Spectromètre magnétique VAMOS	32
2.3 Système de détection	34
2.3.1 Considérations physiques	34
2.3.2 Limitations	35
2.3.3 Description	37
2.4 Le SED et la mesure du temps de vol	37
2.4.1 Description	37
2.4.2 Le temps de vol	38
2.5 Les chambres à dérive et la position X et Y	40
2.5.1 Description	40
2.5.2 Position X	40
2.5.3 Position Y	41
2.6 La chambre à ionisation et la perte d'énergie ΔE	42
2.6.1 Description	42
2.6.2 Calibration de la perte d'énergie	42
2.7 Autres pertes d'énergies	45
2.8 Mur de silicium	46
2.8.1 Description	46

2.8.2	Calibration de l'énergie	46
2.8.3	Défauts des Siliciums	48
3	Analyse des données	51
3.1	Reconstruction des trajectoires	51
3.2	Identification des noyaux	52
3.2.1	Numéro atomique	52
3.2.2	Masse	54
3.3	Rigidité magnétique	54
3.4	Acceptance	56
3.5	Simulations cinématiques	57
3.5.1	La diffusion élastique du Cuivre	58
3.5.2	La diffusion élastique de l'uranium	60
3.5.3	Les produits de fission	61
3.6	Calcul de sections efficaces	65
4	Résultats	67
4.1	Noyaux détectés d'intérêt	67
4.1.1	Carte des noyaux et mécanismes de réaction	67
4.1.2	Evènements factices	69
4.1.3	Fonction d'excitation	70
4.2	Perte d'énergie cinétique	72
4.2.1	Méthode de calcul	72
4.2.2	Résultats	74
4.3	Processus fortement inélastiques	76
4.3.1	Modes collectifs	76
4.3.2	Transfert de nucléons	78
4.4	Dissipation totale de l'énergie et déformation	79
4.4.1	Energie dans le centre de masse	79
4.4.2	Déformation	81
4.5	Temps d'interaction	83
4.6	Effets de couche	86
5	Approche théorique	89
5.1	Généralités	89
5.2	Etat Hartree Fock	90
5.2.1	Formalisme	90
5.2.2	Aspects numériques	90
5.2.3	Résultats	90
5.3	Collision de deux noyaux	91
5.3.1	Introduction	91
5.3.2	Formalisme	92
5.3.3	Aspects numériques	92
5.4	Potentiel $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	92
5.5	Distance entre les noyaux	95
5.6	Perte d'énergie cinétique	98
5.7	Temps d'interaction	98

5.8	Evolution temporelle de l'énergie	100
5.9	Transfert de masse	100
5.10	Fission ternaire	103
Conclusions		105
A Calcul dans le centre de masse		109
A.1	Changement de référentiel, laboratoire et centre de masse	109
A.2	Cinématique dans le centre de masse	110
Bibliographie		111

Introduction

Un noyau est constitué de protons et de neutrons où règnent trois interactions, l'interaction forte, faible et coulombienne. Il existe des noyaux stables qui ont une énergie de liaison importante ; ceux-ci ont une durée de vie infinie comparée à celle de l'Univers. D'autres noyaux sont dits radioactifs ou exotiques car ils vont décroître au bout d'un certain temps (très variable) vers un système nucléaire plus lié.

Dans les collisions d'ions lourds tels que les actinides, on peut créer, sur Terre, les ensembles de nucléons les plus lourds. La réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, étudiée ici, permet en effet de former le système nucléaire $^{476}184$ composé de 184 protons et 292 neutrons. Les noyaux radioactifs que l'on nomme déjà "super lourds" comportent de l'ordre de 110-120 protons, comment peut-on alors désigner le système nucléaire $^{476}184$? Employer un superlatif encore plus fort..., mais peut-on même l'appeler noyau ?

Lors de la collision de deux noyaux d'uranium, 476 nucléons se retrouvent confinés et interagissent dans une zone de l'espace très restreinte. Le système nucléaire est cependant excité et les conditions de thermalisation nécessaires à appeler ce système nucléaire un "noyau", peuvent ne pas être obtenues. C'est tout l'enjeu d'étudier ce type de réaction, tout comme c'est un des buts principaux de la physique nucléaire de manière générale, c'est à dire, définir les limites de stabilité des noyaux ainsi que l'évolution de la stabilité des systèmes nucléaires en fonction de paramètres comme l'isospin, le moment angulaire, la forme ou encore le nombre de nucléons. Certains appellent ce type de système nucléaire un système DI-nucléaire, on pourrait l'appeler aussi quasi-noyau mais dans la suite de ce manuscrit il sera désigné par "système géant".

Les collisions d'ions lourds ont été possibles dès les années 1970, dès lors que les accélérateurs ont pu délivrer des faisceaux d'ions lourds avec une énergie suffisante pour dépasser la barrière coulombienne et permettre aux noyaux de rentrer en interaction forte ; l'accélérateur linéaire UNILAC au GSI fut le précurseur. Les physiciens se sont alors penchés sur l'étude des champs électromagnétiques intenses [Gre83] ; la collision $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ crée en effet les champs électriques et magnétiques les plus intenses qui soient (10^{19} V/m et 10^{11} T [Sof96]). Ils se sont également intéressés à la formation d'éléments super lourds dans ce type de collision. Fin des années 70, diverses expériences ont ainsi été menées concernant la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, se focalisant principalement sur les modes de décroissance du système géant et notamment la formation d'éléments super lourds [Hil77][Gag80][Sch78]. En parallèle, des modèles théoriques étudient la collision de deux noyaux d'uranium : tandis que le modèle de diffusion s'intéresse à la formation de noyaux super lourds [Rie79], d'autres étudient le potentiel d'interaction entre les deux noyaux au moment de la collision [Sei85][Mal84][Kat89] à la recherche des mécanismes de réaction possibles.

Les études expérimentales précédentes étaient réalisées à une énergie environ 20 % au dessus de la barrière coulombienne. Dans ce travail, la collision $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ est étudiée

à des énergies allant de la barrière coulombienne jusque 20 % au dessus de celle-ci en s'intéressant plus particulièrement aux propriétés intrinsèques du système géant telles que son temps de vie, sa déformation, ainsi qu'aux mécanismes de réaction régissant les collisions d'ions lourds. Dans le chapitre 1, est présenté l'état de l'art ainsi que l'intérêt que porte cette étude. Les chapitres 2 et 3 décrivent le dispositif expérimental mis en oeuvre pour mener à bien ce travail ainsi que les méthodes d'analyse des données recueillies. Le chapitre 4 présente les résultats expérimentaux [Vil06][Gol08][Gol09] et les compare au modèle théorique basé sur l'équation de Langevin [Zag06]. Le dernier chapitre de ce manuscrit porte sur l'étude de la dynamique de réaction selon l'approche "Time Dependent Hartree Fock" [Gol09b]. Une conclusion sera finalement donnée, de même que les perspectives de ce travail.

Chapitre 1

Motivations et état de l'art

Connaître les caractéristiques intrinsèques du système géant $^{476}_{184}$ telles que sa forme, sa durée de vie, ses modes de décroissance ou encore les conditions de sa formation est très contraignant pour les modèles de structure nucléaire. De même, l'étude des transferts de nucléons et d'énergie permet de comprendre les mécanismes de réaction sous-jacents aux collisions d'ions lourds. En effet, les collisions d'actinides offrirait de nouvelles perspectives quant à la possibilité de synthétiser des noyaux super lourds encore inconnus. Aussi, dans ce type de collision, les conditions nécessaires à l'émission de paires électrons-positrons issus du vide quantique devraient être remplies ; ce phénomène prédit par l'approche électrodynamique quantique n'a encore jamais été observé expérimentalement.

1.1 Système géant $^{476}_{184}$

Dans la collision de deux noyaux d'uranium, un système géant composé de 184 protons et de 292 neutrons se forme ; en effet, on peut considérer que pendant le temps de vie du système géant, de l'ordre de 10^{-21} - 10^{-20} s (voir chapitre 5.7), il n'y a pas d'évaporation de particules car le processus d'évaporation est plus long (environ 10^{-18} s [Jol95]). Certes, ce système géant va exister dans une configuration instable pendant un très court instant de telle sorte que les différents degrés de liberté du système ne vont pas atteindre leur équilibre final. Ceux-ci peuvent malgré tout tendre vers cet équilibre ; ce qui donne un intérêt certain à étudier les caractéristiques du système géant $^{476}_{184}$ dans son état fondamental de manière théorique.

Les nombres 2, 8, 20, 28, 50, 82 ou encore 126 sont dits magiques car ils correspondent à des nombres de protons ou de neutrons qui donnent un surcroît de stabilité aux noyaux (dû à la fermeture des couches de la matière nucléaire prédit par le modèle en couche [May50] [Hax49]). Les modèles théoriques prédisent ces nombres magiques et prévoient également une suite à cette liste de nombre qui peut être différente selon les modèles (voir chapitre 5.13). Par exemple, le nombre magique $N=184$ a été prédit [Afa05] ; le nombre miroir $Z=184$ ne pourrait-il pas être magique également et engendrer ainsi une certaine stabilité au sein du système géant ?

Des études théoriques microscopiques basées sur le modèle du champ moyen relativiste [Naz02] montrent que les systèmes nucléaires géants peuvent avoir des configurations de densités nucléaires très exotiques. Le modèle Hartree Fock Bogoliubov [War07] montre par exemple que pour le système géant $^{476}_{184}$, lorsqu'il est soumis à des déformations qua-

dripolaires importantes, possède une forme toroïdale. Cette forme particulière toroïdale a également été mise en évidence expérimentalement pour un système nucléaire plus léger formé lors de la réaction de fusion de $^{86}\text{Kr} + ^{93}\text{Nb}$ [Sto97]. La formation de clusters (amas de nucléons) au sein du système géant a également été prédite selon deux modèles théoriques différents [Gup07]. Sous ces formes, le mode de décroissance privilégié du système géant sera probablement la fission ternaire ou la fragmentation.

Le modèle statistique développé dans une approche micro-canonique par Moretto [Mor75] et Swiatecki [Swi83] a été utilisé pour l'étude de la décroissance du système géant $^{476}184$. La figure 1.1 montre le résultat de ce calcul et notamment la distribution en Z des produits de réaction secondaires pour une énergie d'excitation du système géant de 25 MeV. La fission de ^{239}U est montrée également à la même énergie d'excitation pour comparaison. A cette énergie d'excitation, les effets de fermeture de couches (nombres magiques) sont importants comme on peut le voir pour la fission asymétrique de ^{235}U où l'on observe deux bosses qui indiquent que les effets de couche sont effectifs. Pour le système géant $^{476}184$, la fission est également très asymétrique puisque l'on observe l'émission de noyaux dans la région de masse du ^{208}Pb (dû à la double fermeture de couches $Z = 82$ et $N = 126$). Le noyau complémentaire (au ^{208}Pb par exemple, le ^{268}No) va lui fissionner immédiatement de manière symétrique en émettant deux noyaux proches du noyau Sn (fermeture de couche $Z = 50$).

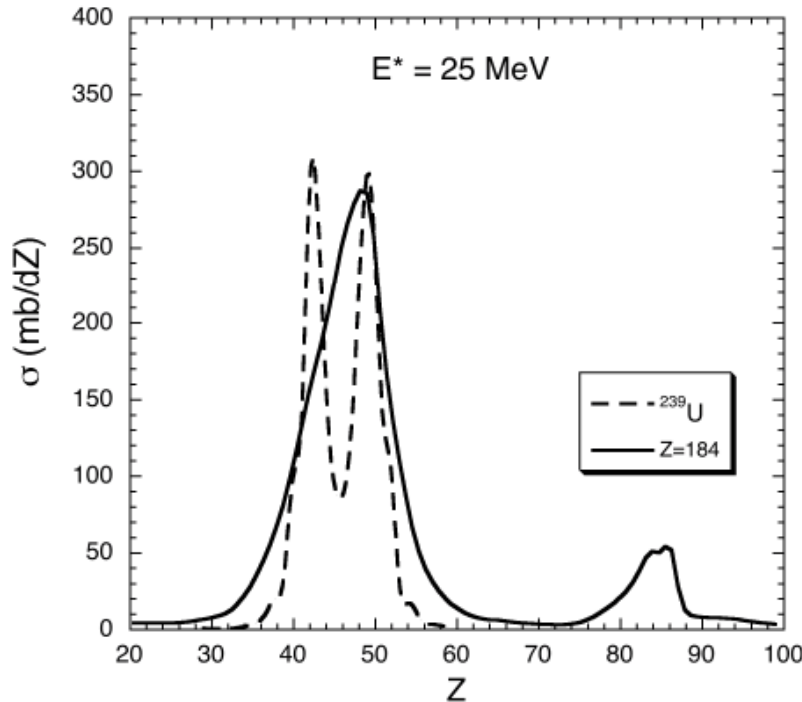


FIG. 1.1 – Section efficace des produits de réaction après décroissance du système géant $^{476}184$ à 25 MeV d'énergie d'excitation (distribution secondaire) selon le modèle statistique (approche micro-canonique) évoqué dans le texte. La fission de ^{239}U est montrée également. Une section efficace totale de 1 barn est supposée. [Mit06]

Dans la réaction $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, un transfert de masse important entre les deux noyaux peut avoir lieu (voir chapitre 1.5.2) de telle sorte que des noyaux dans la région de masse du ^{208}Pb peuvent être produits par réaction de transfert. L’observation de noyaux dans cette région de masse n’est donc pas une signature directe de la formation du système géant $Z = 184$ en tant qu’entité (comme le considère les modèles théoriques) ; l’analyse de la distribution angulaire de ces produits de réaction pourrait néanmoins nous donner une information sur le type de réaction sous-jacente. En effet, dans ce type de réaction où une bonne partie du moment angulaire est dissipée et où l’énergie d’excitation est importante, la distribution angulaire des produits de réaction issus de la fission du système géant en tant qu’entité serait isotrope.

Dans le cadre de la recherche d’une signature de la formation du système géant le plus équilibré possible (vers un noyau composite dans son état fondamental), on a donc intérêt à former celui-ci à une énergie d’excitation la plus faible possible afin de pouvoir observer au mieux les effets de couches qui engendrent la formation de noyaux dans la région de masse du ^{208}Pb ; ce qui implique de faire la collision $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ à des énergies autour de la barrière coulombienne. Etudions donc dans le chapitre suivant le potentiel d’interaction existant entre les deux noyaux d’Uranium lorsqu’ils rentrent en contact.

1.2 Potentiel d’interaction

Comment deux noyaux vont interagir lors d’une collision ? Les interactions mises en jeu sont principalement l’interaction coulombienne qui est répulsive et de portée infinie et l’interaction nucléaire qui est attractive et agit à très courte portée (quelques fm). Pour que la collision des deux noyaux ait lieu, il faut donc apporter assez d’énergie pour vaincre la répulsion coulombienne qui est très intense dans le cas de noyaux lourds. L’étude de l’énergie potentielle d’interaction en fonction de la distance relative d’approche nous permet de connaître l’énergie minimum que l’on doit apporter au système pour que les deux noyaux entrent en contact. On peut également savoir si le système nucléaire est susceptible de se retrouver dans une configuration de stabilité énergétique, ce qui se traduit par l’apparition d’un puits de potentiel à une distance relative donnée.

Dans la collision de deux noyaux d’uranium, la répulsion coulombienne et le moment angulaire sont très élevés et le potentiel d’interaction ne devrait pas présenter de puits de potentiel comme le prédit le modèle de la goutte liquide (incluant le moment angulaire), qui montre que la barrière de fission est inexistante pour un système géant aussi lourd [Sie86]. Cependant le noyau d’uranium est un noyau très déformé. En effet, d’après l’étude Hartree Fock du chapitre 5.2.3, le noyau d’ ^{238}U a une forme ”prolate” de grand axe environ 30 % plus grand que le petit axe. Cette déformation va jouer un rôle important dans la dynamique du canal d’entrée de la réaction. Il est donc primordial de prendre en compte cette déformation et notamment l’orientation des noyaux les uns par rapport aux autres au moment de la collision pour l’étude du potentiel d’interaction.

Divers modèles se sont intéressés à la dépendance de l’orientation des noyaux sur le potentiel d’interaction ; les deux résultats présentés sur la figure 1.2 montrent en effet une variation importante (de l’ordre de 100 MeV) de l’énergie de la barrière coulombienne en

fonction de l'orientation des noyaux. Concernant l'existence d'un puits de potentiel dans le potentiel d'interaction, pour le modèle phénoménologique basé sur le modèle "double folding"/goutte liquide [Sei85], quelque soit l'orientation des noyaux, un minimum apparaît d'une profondeur de l'ordre de 15 – 25 MeV (figure 1.2 gauche). Dans le cas du modèle de proximité [Mal84] (figure 1.2 droite), un minimum est prédit uniquement dans le cas où les deux noyaux ont une orientation telle que leur surface de contact est la plus importante.

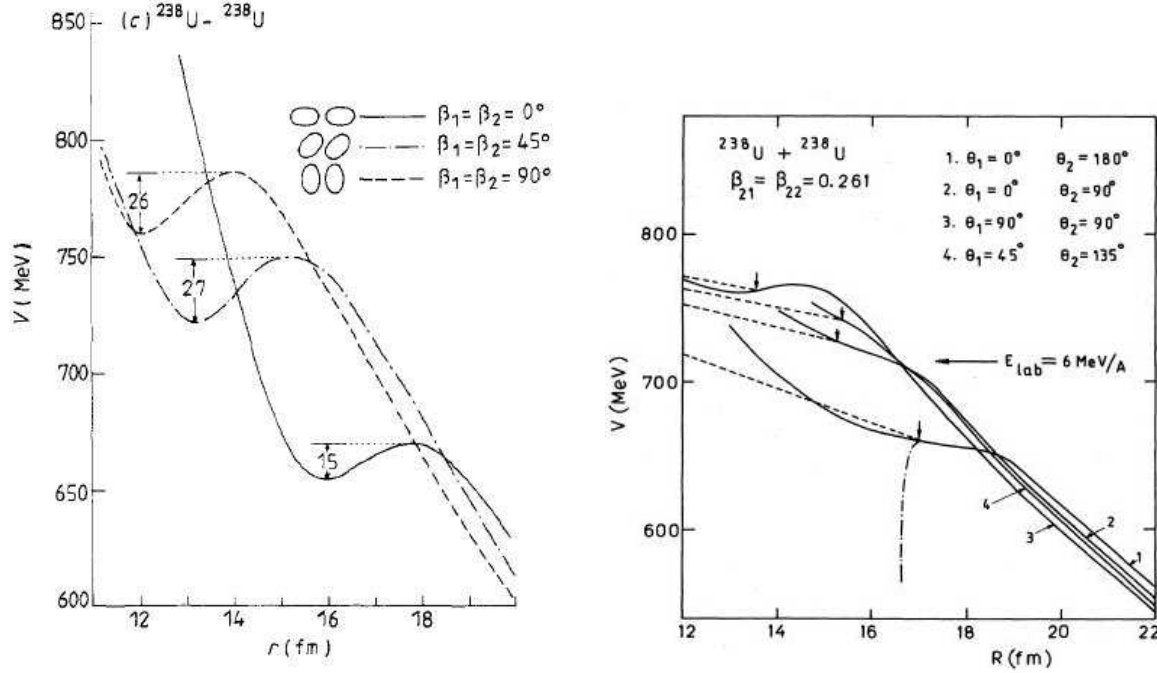


FIG. 1.2 – Potentiel d'interaction en fonction de la distance entre les noyaux pour différentes configurations d'orientation du système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ selon le modèle "double folding"/goutte liquide [Sei85] (gauche) et selon le modèle basé sur le potentiel de proximité [Mal84] (droite).

L'interaction entre deux noyaux est un phénomène très complexe qui demande à être traité de manière microscopique en prenant en compte le maximum de degrés de liberté du système, la déformation dynamique, les effets de couche, le moment angulaire... L'approche théorique microscopique Hartree Fock a été utilisée pour étudier l'évolution du potentiel du système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ en fonction de deux paramètres, la distance entre les noyaux et leur déformation (voir figure 1.3 (gauche)); cette fois aucun minimum n'est observé. De même, l'approche théorique TDHF présentée dans le chapitre 5.4 n'est également pas très optimiste quant à la présence d'une zone de stabilité dans le potentiel d'interaction, aussi bien dans le processus de fusion que de fission. Le modèle de dynamique moléculaire quantique [Tia08] détermine un potentiel d'interaction n'arborant pas non plus de puits de potentiel; un plateau apparaît tout de même pour une distance entre les deux noyaux faible, signe d'un potentiel faiblement répulsif (voir figure 1.3 (droite)).

La diversité des résultats obtenus concernant le potentiel d'interaction du système

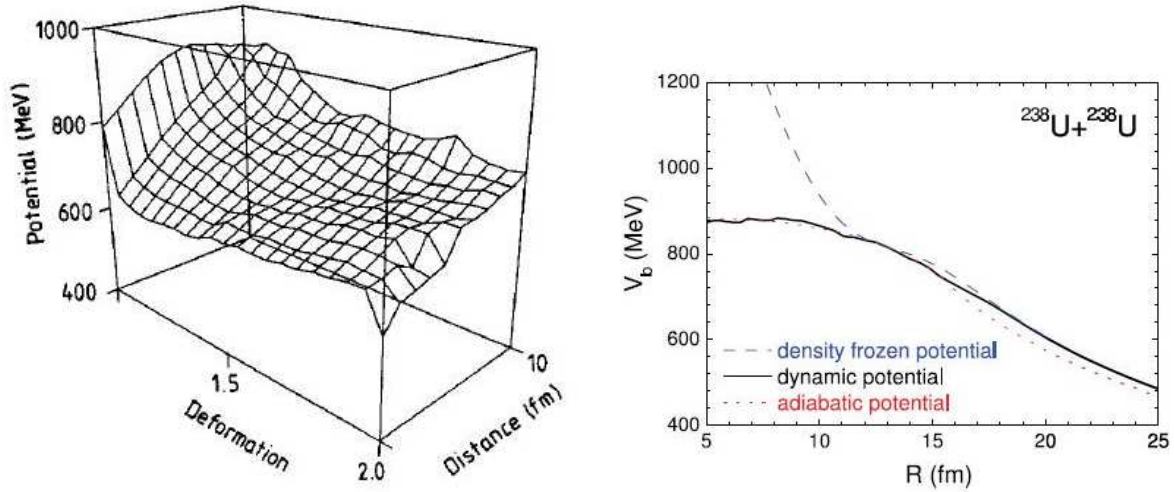


FIG. 1.3 – Energie potentielle du système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ en fonction de la distance d'approche et de la déformation selon le modèle Hartree Fock [Kat89] (gauche) et en fonction de la distance d'approche selon le modèle de dynamique moléculaire quantique [Tia08] (droite).

$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ne nous permet pas de trancher sur le fait qu'il existe ou non une configuration de stabilité énergétique lorsque les deux noyaux rentrent en contact. En effet, la répulsion coulombienne, déjà responsable de l'instabilité des noyaux super lourds, est d'autant plus intense pour un système géant. Cependant l'interaction nucléaire attractive, couplée aux déformations dynamiques ou encore au mécanisme de perte d'énergie peut induire un certain délai quant à la durée de vie du système géant, ce sur quoi porte le chapitre 1.3.1 de ce manuscrit.

1.3 Temps d'interaction et processus électromagnétique

Lorsque les deux noyaux d'uranium sont en interaction et forment le système géant, les degrés de liberté de ce système évoluent et vont tendre vers un équilibre; cet équilibre est atteint si la durée de vie du système géant est supérieure au temps de relaxation nécessaire à l'établissement de celui-ci. Ainsi, estimer la durée de vie du système géant peut nous donner une indication du niveau de stabilité de celui-ci.

1.3.1 Temps d'interaction

Les temps d'interaction caractéristiques de réactions d'origine purement coulombienne, comme les réactions de diffusion élastique, sont de l'ordre de 10^{-22} s, grosso modo le temps de passage du noyau incident aux côtés du noyau cible. Comme on l'a vu précédemment, la répulsion coulombienne très intense lors de collisions d'ions lourds est néanmoins atténuée par l'interaction nucléaire lorsque les noyaux sont en contact, ce qui va donner au système géant un temps de latence avant que celui-ci ne décroisse. Le système géant peut donc avoir des temps d'interaction relativement plus longs.

Concernant le temps de vie des systèmes géants, peu de données expérimentales existent

car les temps d'interaction mis en jeu dans ce type de collision sont très courts et pas mesurables directement. Une méthode de mesure (encore non validée expérimentalement) basée sur le temps de vie d'un trou formé dans les couches internes électroniques K, permettrait par exemple de mesurer des temps de vie supérieure à 10^{-19} s [Kra04], ce qui est trop long comparé à la durée de vie prédite du système géant ⁴⁷⁶184.

Cependant, des modèles phénoménologiques ont été développés pour estimer le temps d'interaction de systèmes géants à partir d'observables expérimentales. L'un porte sur l'analyse de la spectroscopie d'électrons delta qui peut servir d'horloge dans les collisions très inélastiques [Sof79]. Ce principe a été utilisé par exemple dans la réaction $Au+U$ à $8.65 AMeV$; une corrélation entre le temps d'interaction et la perte d'énergie cinétique du système a été mise en évidence et des temps d'interaction de l'ordre de 10^{-21} s pour une perte d'énergie cinétique de 375 MeV ont été calculés [Str97]. Un autre se base sur la paramétrisation de la fonction de déflexion et la figure de Wilczynski (énergie en fonction de l'angle de diffusion, figure qui permet de rendre compte de la rotation du système) obtenue expérimentalement [Wol77]. Dans ce modèle, le temps d'interaction est de manière générale proportionnel au transfert de masse ou encore fonction du moment angulaire (paramètre d'impact). La figure 1.4 montre le temps d'interaction du système $^{238}U+^{238}U$ en fonction du moment angulaire d'après ce modèle. Des temps d'interaction de l'ordre de 10^{-20} s sont obtenus pour des collisions à paramètre d'impact nul.

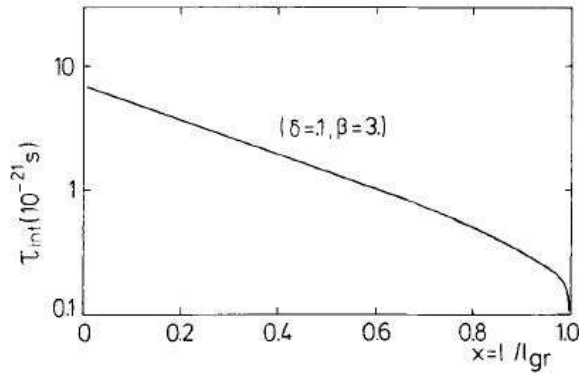


FIG. 1.4 – Temps d'interaction moyen entre les deux noyaux lors de la collision $^{238}U+^{238}U$ à l'énergie $E_{CM} = 892.5 MeV$ en fonction du moment angulaire réduit (paramètre d'impact) selon le modèle de diffusion [Rie79].

Les modèles théoriques permettant une estimation du temps de vie des systèmes géants sont nombreux. Un modèle de fragmentation basé sur l'équation de Schrödinger dépendante du temps a calculé des temps d'interaction de l'ordre de 10^{-21} s à l'énergie $E_{CM} = 860 MeV$ pour le système $^{238}U+^{238}U$ [Yam76]. Plus récemment, un calcul microscopique basé sur le modèle de dynamique moléculaire contraint a étudié la réaction $Au+Au$ dans une gamme d'énergie de $5 - 30 AMeV$ à paramètre d'impact $b = 0 fm$ et $b = 6 fm$ [Mar02] ; un temps de vie du système géant de l'ordre de $3 \cdot 10^{-20}$ s a été calculé à l'énergie $E = 10 AMeV$ pour un paramètre d'impact nul.

Concernant la réaction $^{238}U+^{238}U$, deux modèles trouvent des résultats similaires tant au niveau de l'estimation du temps de vie que de l'énergie du système correspondant au temps de vie maximal. Dans le modèle de dynamique moléculaire quantique, un poten-

tiel faiblement répulsif (voir figure 1.3 (droite)) ainsi qu'une dissipation d'énergie importante induisent un temps d'interaction long, de l'ordre de $4 \cdot 10^{-21} s$ à une énergie $E_{CM} = 1100 MeV$ [Tia08] (voir figure 1.5). Dans le modèle "TDHF" (voir chapitre 5.7), le temps de vie évolue différemment selon l'orientation initiale des noyaux. Lorsque la surface de contact des noyaux est importante, des temps de l'ordre de $3-4 \cdot 10^{-21} s$ ont été déterminés à $E_{CM} = 1200 MeV$. Selon ces deux derniers modèles, l'énergie optimale pour obtenir un délai avant la décroissance du système géant est d'environ 60% au dessus de la barrière coulombienne. En contradiction avec ce dernier point, le modèle basé sur l'équation de Langevin montre que la section efficace des événements à durée de vie longue ($t > 10^{-20} s$) est maximale aux énergies proches de la barrière coulombienne [Zag06] (voir figure 1.6). L'étude a été faite pour les réactions $U+U$, $Th+Cf$ et $U+Cm$; ce modèle corrèle les temps de vie longs aux déformations dynamiques principalement et dans une moindre mesure au transfert de nucléons.

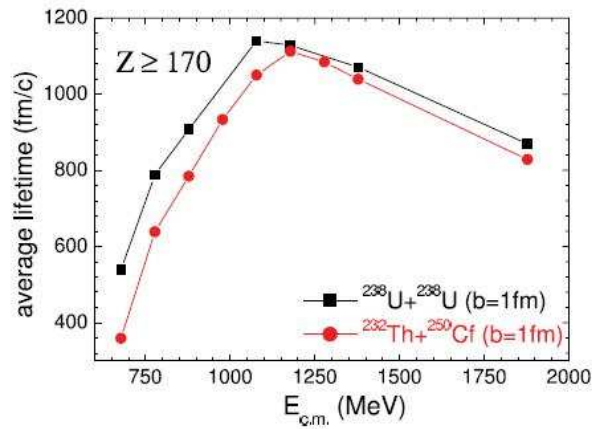


FIG. 1.5 – Temps d'interaction moyen du système géant pour $Z > 170$ pour les réactions $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ et $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ en fonction de l'énergie du système dans le centre de masse à un paramètre d'impact $b = 1 fm$ [Tia08]. 1000 fm/c correspond à $3.3 \cdot 10^{-21} s$.

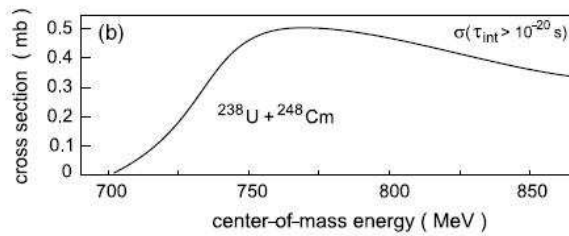


FIG. 1.6 – Section efficace des événements dont le temps d'interaction est supérieur à $10^{-20} s$ en fonction de l'énergie du système dans le centre de masse pour la réaction $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$ [Zag06].

Le transfert de masse, la perte d'énergie cinétique, la déformation dynamique, l'orientation des noyaux au moment de la collision sont autant de caractéristiques du mécanisme de

réaction qui influent sur le temps d'interaction. Les différents modèles présentés montrent que le temps d'interaction du système géant le plus long peut être aussi bien aux énergies proches de la barrière coulombienne que environ 60% au dessus de celle-ci. Il s'accordent cependant à dire que l'ordre de grandeur du temps de vie est de 10^{-21} - 10^{-20} s, temps d'interaction a priori suffisant pour la création de paires électron-trou, processus prédit par le modèle électrodynamique quantique, ce qui fait l'objet du chapitre 1.3.2.

1.3.2 Emission de positrons

Dans les collisions d'ions lourds, une densité de protons élevée apparaît au sein du système géant formé, induisant un champs électromagnétique très intense. L'étude de ces champs électromagnétiques très intenses [Gre83] a pris de l'ampleur dès lors que les collisions d'ions lourds à des énergies suffisamment élevées pour dépasser la barrière coulombienne ont été envisageables. Ainsi dans ce type de collision, l'approche électrodynamique quantique prédit que lorsque le nombre de protons du système géant et le temps de vie de celui-ci dépassent un certain seuil, on devrait observer l'émission de paires électron-positron issus du vide quantique.

Le champ électromagnétique intense va fortement influencer sur les électrons en périphérie du système géant. Plus ce champ électromagnétique est intense, plus l'énergie des différentes couches du cortège électronique diminue. Lorsque l'énergie de la couche la plus basse "1s" est telle que $E > 2mc^2$, ce qui correspond à un nombre de protons $Z > 173$, ce niveau devient résonnant; le temps que le champ électromagnétique se stabilise et celui-ci va décroître par l'émission de paires électron-positron. Un schéma de ce processus est montré sur la figure 1.7. Ce processus électrodynamique quantique est décrit plus en détail dans la référence [Rei80]. Le temps caractéristique nécessaire à l'observation de ce processus est au moins de $2\text{-}3 \cdot 10^{-21}$ s [Sof96].

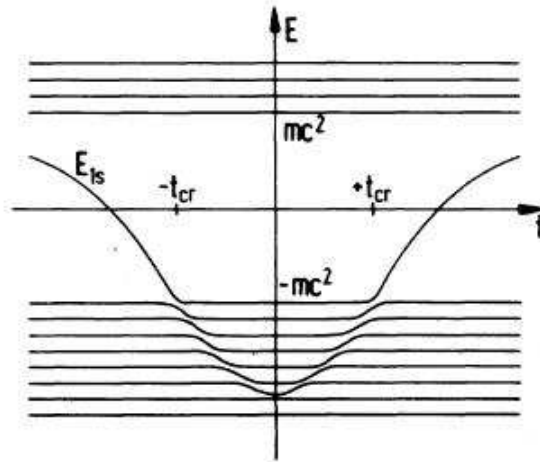


FIG. 1.7 – Schéma explicatif représentant le processus électrodynamique quantique de formation de paires électron-trou [Rei80].

De nombreuses expériences ont été menées afin de mettre en évidence ce processus depuis les années 1970 mais aucune expérience n’a permis jusqu’alors d’identifier clairement cette production de positrons issus du vide quantique [Ahm95]. L’étude de la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ pourrait nous permettre, par l’analyse de différentes observables menant à des temps d’interaction longs, de se focaliser sur l’étude de ce processus électrodynamique quantique de manière expérimentale.

1.4 Synthèse d’éléments super lourds

Connaître les limites de stabilité des systèmes nucléaires très lourds motivent toujours et depuis longtemps les physiciens à découvrir de nouveaux éléments. Depuis une soixantaine d’années environ, de nouveaux éléments toujours plus lourds sont recherchés. Déjà en 1952, l’élément Fermium $Z = 100$ a été mis en évidence par l’analyse du nuage radioactif laissé par l’explosion d’une bombe thermonucléaire [Ghi55a]. En parallèle, des collisions de noyaux sont réalisés en laboratoire grâce aux accélérateurs et permettent de synthétiser des éléments super lourds comme par exemple la réaction $^{253}\text{Es}(\alpha, n)^{256}\text{Md}$ qui formera l’élément Mendélévium $Z = 101$ [Ghi55b].

Les éléments super lourds doivent leur existence aux nombres magiques qui créent des îlots de stabilité dans la carte des noyaux pour des nombres de protons et de neutrons élevés. Le modèle en couche prévoit les nombres de protons $Z = 126$ et de neutrons $N = 184$ comme étant des nombres magiques. D’autres modèles théoriques ont des prédictions différentes quant à la position de cet îlot. En effet l’approche basée sur le potentiel de Wood Saxon a trouvé comme nombres magiques $Z = 114$ et $N = 184$ [Sob66], tandis que celle basée sur le champ moyen relativiste $Z = 120$ et $N = 172 - 184$ [Ben01]. On voit ainsi la nécessité de multiplier les expériences concernant la synthèse d’éléments super lourds afin de confronter les résultats obtenus à ces modèles théoriques. Les îlots de stabilité cités ci-dessus concernent les couches dont les noyaux sont sphériques. D’autres nombres magiques existent pour des noyaux déformés faisant de ces îlots des presqu’îles.

Différentes méthodes permettent de faire la synthèse d’éléments super lourds. Dans les réactions de fusion froide, le noyau composite formé a une énergie d’excitation faible (de l’ordre de 10 MeV), une cible de ^{208}Pb ou de ^{209}Bi est généralement utilisée. La réaction $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ est un exemple de fusion froide qui a synthétisé l’élément $^{277}112$ [Hof96]. Les réactions de fusion chaude, quant à elles, forment un noyau composite avec une énergie d’excitation de l’ordre de 30 – 40 MeV ; dans ce type de réaction, un faisceau de noyaux lourds est envoyé sur une cible d’actinides [Oga07] comme par exemple dans la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{245}\text{Cm}$ ou $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ où les éléments $^{293}116$ et $^{294}118$ ont été formés [Oga06]. La figure 1.8 montre la carte des éléments super lourds découverts jusqu’à ce jour grâce aux réactions de fusion. Pour les éléments les plus lourds, les sections efficaces de formation sont de l’ordre du pb, c’est à dire à la limite des possibilités expérimentales actuelles de détection. Détecter les éléments tels que $Z > 118$ semble ainsi difficile dans les conditions actuelles [Arm08] mais en augmentant l’intensité des faisceaux ainsi que l’efficacité de détection (d’un ordre de grandeur environ), il serait par exemple possible de détecter la formation des éléments $Z = 120 - 124$ par réaction de fusion chaude [Zag08]. Dernièrement, une nouvelle méthode a été utilisée pour sonder la stabilité des noyaux composites super lourds en se basant sur leur temps de fission ; les noyaux composites $Z = 120$ et $Z = 124$

d'une durée de vie de l'ordre de 10^{-18} s ont été mis en évidence dans les réactions $^{238}\text{U}+Ni$ et $^{238}\text{U}+Ge$ [Mor08].

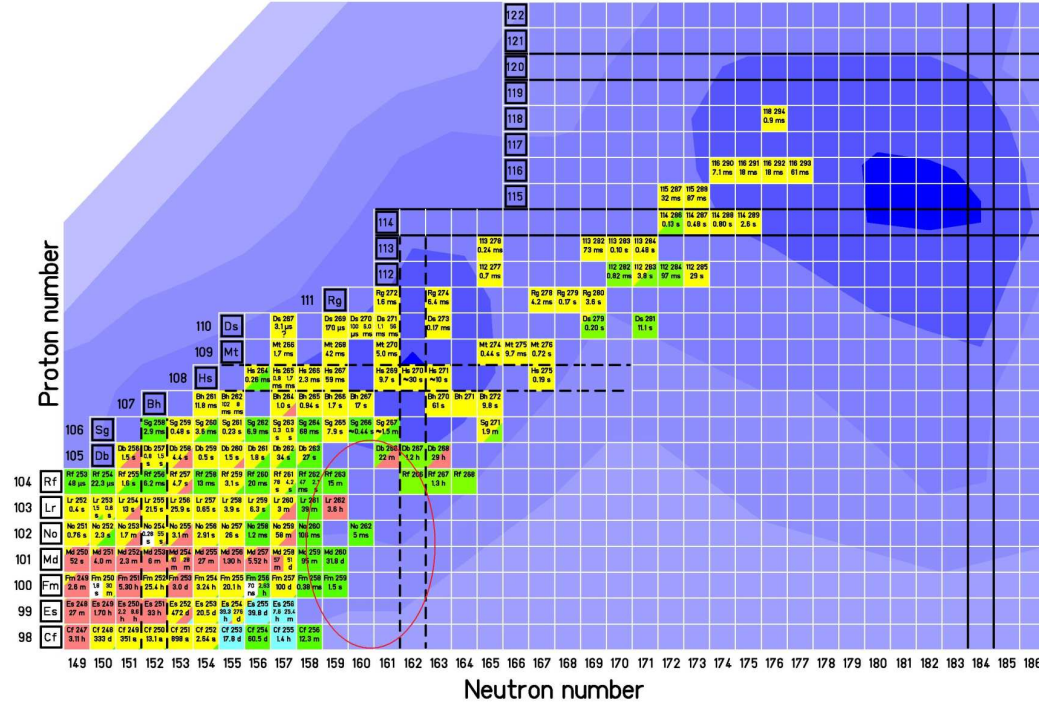


FIG. 1.8 – Carte des éléments connus.

Dans les réactions de fusion froide ou chaude, les noyaux super lourds formés sont pauvres en neutron comme on peut le voir sur la figure 1.8 laissant toute une zone de la carte des noyaux inconnue. Pour espérer former des éléments super lourds dans cette zone, des réactions avec des noyaux initialement riches en neutrons sont nécessaires. Utiliser des faisceaux radioactifs riches en neutrons serait une possibilité [Lov07]. Par exemple, pour la réaction $^{44}\text{S}+^{248}\text{Cm}$, une section efficace de l'ordre du pb pour la formation de l'élément $^{292}112$ est prédite [Zag08]. Une autre méthode envisageable est de faire la fusion de deux noyaux lourds comme dans la réaction $^{136}\text{Xe}+^{136}\text{Xe}$ où l'on peut former le noyau ^{272}Hs ; expérimentalement, une limite de la section efficace de formation de ce noyau a été donné à 4 pb [Oga09], ce qui est un ordre de grandeur plus faible que dans le cadre des réactions de fusion froide; un isotope de ce noyau, le ^{265}Hs , avait été synthétisé avec une section efficace de l'ordre de 19 pb dans la réaction $^{58}\text{Fe}+^{208}\text{Pb}$ [Mun84]. En effet, dans les réactions de noyaux lourds, les probabilités de formation sont faibles à cause de la répulsion coulombienne qui empêche la fusion dans le canal d'entrée.

Une autre méthode, à laquelle prend part l'étude présentée dans cette thèse, est la collision d'actinides. Dans ce type de réaction, un transfert important de nucléons d'un noyau à l'autre, encouragé par la double fermeture de couche $Z = 82$ et $N = 126$ [Zag07], pourrait mener à la formation de noyaux super lourds dans la zone inconnue (cercle rouge sur la figure 1.8). En effet, la figure 1.9 montre l'énergie potentielle de surface du système nucléaire formé dans la réaction $^{238}\text{U}+^{248}\text{Cm}$. Il serait donc possible de former des noyaux super lourds plus riches en neutron dans les collisions d'actinides que dans les réactions de fusion.

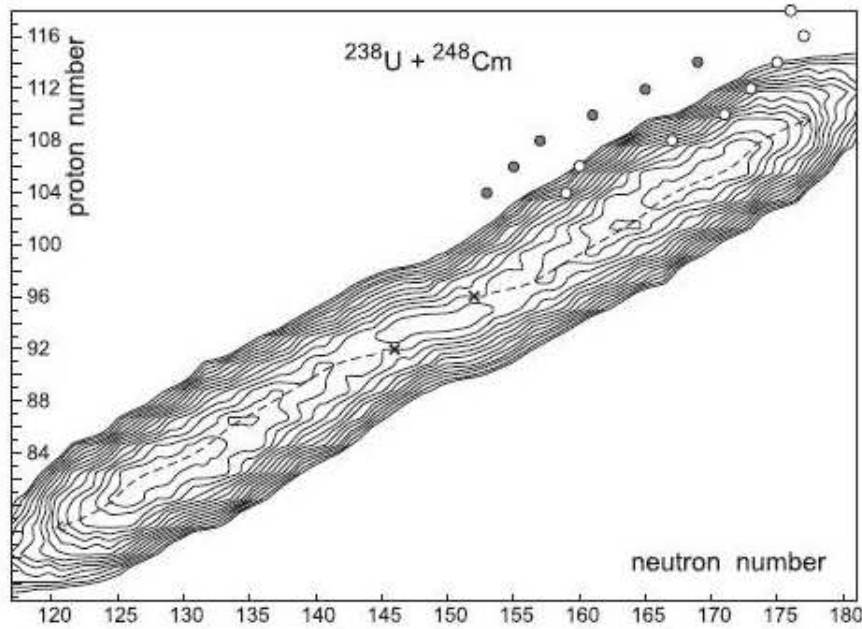


FIG. 1.9 – Energie potentielle de surface du système nucléaire formé dans la réaction $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$. Les cercles pleins correspondent aux noyaux synthétisés lors de réactions de fusion froide, les cercles vides correspondent aux réactions de fusion chaude. La ligne en pointillée montre l'évolution la plus probable du système nucléaire dans le cadre de réactions de transfert [Zag08].

Concernant la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, une expérience réalisée par K.D. Hildenbrand et al. à l'énergie $E = 7.42\text{A MeV}$ portait sur la recherche de noyaux super lourds. Une limite à la section efficace de production de noyaux super lourds a été estimée à 20 pb [Hil77]. Une étude radiochimique a également été réalisée par M. Schädel et al. pour le même système à l'énergie $E = 1785\text{ MeV}$; cette fois la formation de noyaux super lourds jusqu'à l'élément $Z = 100$ [Sch78] [Gag80] avec une section efficace de production de ^{254}Fm d'environ 1 nb a été mise en évidence. La section efficace de production s'est avérée diminuer fortement (de manière exponentielle) lorsque le numéro atomique du noyau synthétisé augmentait. Ceci est prédit par le modèle phénoménologique de diffusion [Rie79]. D'après ce modèle, la probabilité de former un noyau super lourd avec une énergie d'excitation faible telle qu'il survive à la fission séquentielle est très petite.

Dans le modèle de diffusion évoqué précédemment, les effets de couche ne sont pas pris en compte ; les effets de couche sont par contre considérés dans le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag06]. La figure 1.10 montre la section efficace de production de noyaux super lourds pour les réactions $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$ et $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$ selon ce dernier modèle. En haut à droite est représentée la section efficace des produits de réaction primaires pour la réaction $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$, c'est à dire les produits de réaction issus directement de la décroissance du système géant (sans évaporation de particules). On remarque que la chute de la section efficace n'est plus exponentielle comme le prévoyait le modèle de diffusion mais qu'on aperçoit une épaule, conséquence de la fermeture de couche du ^{208}Pb . Ces effets de couche augmenteraient donc la section efficace de production de noyaux super lourds pour $Z = 102 - 107$; une section efficace de l'ordre du pb pour l'élément $^{270}107$ est calculée.

Découvrir de nouveaux éléments super lourds est difficile dans les conditions actuelles de détection. Cependant, le processus de transfert de nucléons dans les réactions d'actinides semble être une possibilité pour former des noyaux super lourds pour $Z < 107$, avec un nombre de neutrons plus élevés que lorsqu'ils sont synthétisés par réaction de fusion, à des sections efficaces de production raisonnables ($\sigma > pb$). Le développement de nouveaux faisceaux radioactifs, l'augmentation de l'intensité des faisceaux actuels ainsi qu'une meilleure efficacité des dispositifs expérimentaux offriront à l'avenir de nouvelles possibilités pour la découverte de nouveaux éléments super lourds.

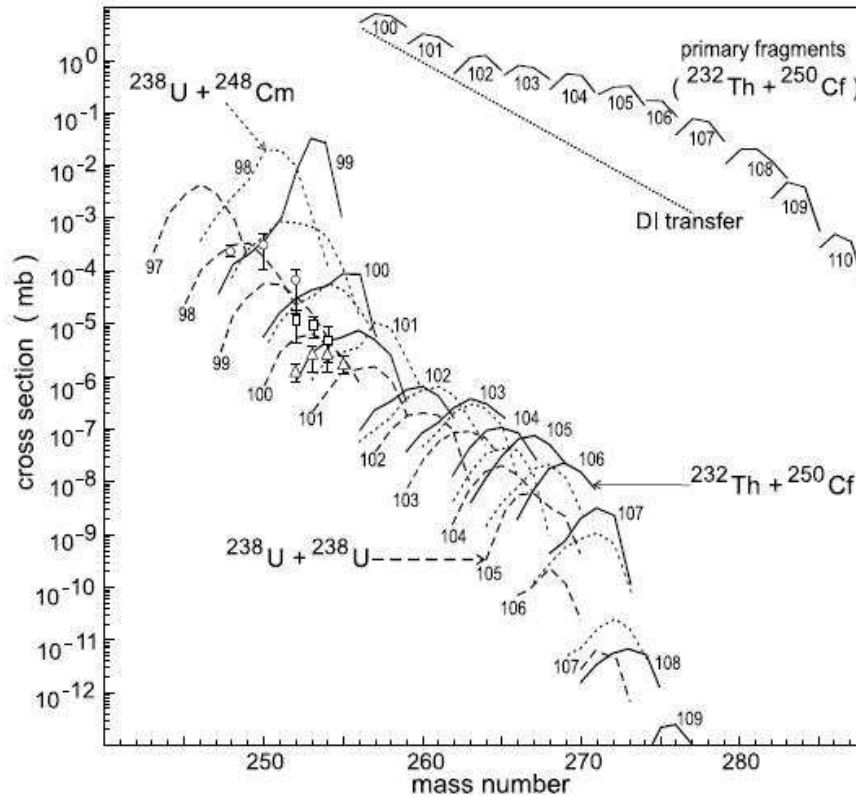


FIG. 1.10 – Section efficace des noyaux super lourds formés dans les réactions $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, $^{238}\text{U}+^{248}\text{Cm}$ et $^{232}\text{Th}+^{250}\text{Cf}$ à $E_{CM} = 800\text{MeV}$. Les triangles, cercles et carrés correspondent aux données expérimentales [Zag06].

1.5 Mécanismes de réaction

1.5.1 Diffusion élastique

Dans la réaction $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, deux noyaux identiques entrent en collision ; la même identité de la cible et du projectile engendre le fait que lorsqu'on détecte un noyau, on ne peut pas connaître son origine (cible ou projectile). Cette particularité va, d'après le

principe de Pauli, induire des effets quantiques qui vont se traduire par des interférences de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion. Ce phénomène est bien décrit par la diffusion élastique de Mott dont la section efficace différentielle est définie selon l'expression 1.1 [Bas80].

$$\frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} = \frac{\eta^2}{4k^2} \left(\frac{1}{\sin^4(\frac{\Theta}{2})} + \frac{1}{\cos^4(\frac{\Theta}{2})} + \frac{(-1)^{2I}}{2I+1} 2\cos(\eta \ln(\tan^2(\frac{\Theta}{2}))) \left(\frac{1}{\sin^2(\frac{\Theta}{2})} - \frac{1}{\cos^2(\frac{\Theta}{2})} \right) \right) \quad (1.1)$$

Θ est l'angle de diffusion dans le centre de masse du système et dans le cadre de la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 7.35\text{A MeV}$, les différents paramètres de l'expression précédente ont les valeurs suivantes :

- $\eta = 490$ est le paramètre de Sommerfeld
- $k = 70\text{fm}^{-1}$ est le nombre d'onde
- $I = 0$ est le spin de ^{238}U

La figure 1.11 montre le résultat du tracé de la section efficace de Mott limité à $\Theta \in [60^\circ - 65^\circ]$ afin de mieux visualiser les interférences ; celles-ci provoquent des oscillations de la section efficace en fonction de l'angle Θ avec pour valeur moyenne la section efficace de diffusion classique de Rutherford. Observer cet effet quantique de manière expérimentale demande une précision de mesure importante, surtout pour la collision de noyaux lourds où le phénomène d'interférence est maximal ; cela a néanmoins déjà été réalisé par exemple pour la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ [Vil93].

La diffusion élastique est de manière générale la réaction la plus probable. La section efficace de diffusion élastique suit expérimentalement la trajectoire classique de Rutherford (ou de Mott dans le cas de deux noyaux identiques) jusqu'à un certain angle de diffusion appelé l'angle de grazing. L'angle de grazing Θ_{gr} est l'angle de diffusion correspondant au paramètre d'impact de grazing b_{gr} en dessous duquel l'interaction nucléaire devient prépondérante par rapport à l'interaction coulombienne. Il est défini dans le centre de masse selon l'expression 1.2 où V_B est l'énergie de la barrière coulombienne et E_{CM} est l'énergie du faisceau dans le centre de masse.

$$\Theta_{gr} = 2\arcsin\left(\frac{V_B}{2E_{CM} - V_B}\right) \quad (1.2)$$

En prenant $V_B = 723\text{MeV}$ (moyenne des énergies de la barrière coulombienne calculée pour différentes orientations de noyaux avec le modèle TDHF (voir chapitre 5.3.2)), et pour l'énergie $E_{CM} = 875\text{MeV}$ ($E = 7.35\text{A MeV}$), on obtient un angle de grazing dans le centre de masse $\theta_{gr} = 89.5^\circ$.

La figure 1.12 montre le rapport de la diffusion élastique mesurée expérimentalement dans la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 1766\text{MeV}$ ($E = 7.42\text{A MeV}$) normalisée par la diffusion élastique de Mott. La section efficace est symétrique par rapport à l'angle $\Theta_{CM} = 90^\circ$, conséquence de l'identité de la cible et du projectile. On observe la chute de la section efficace des réactions de diffusion élastique vers l'angle de grazing. A partir

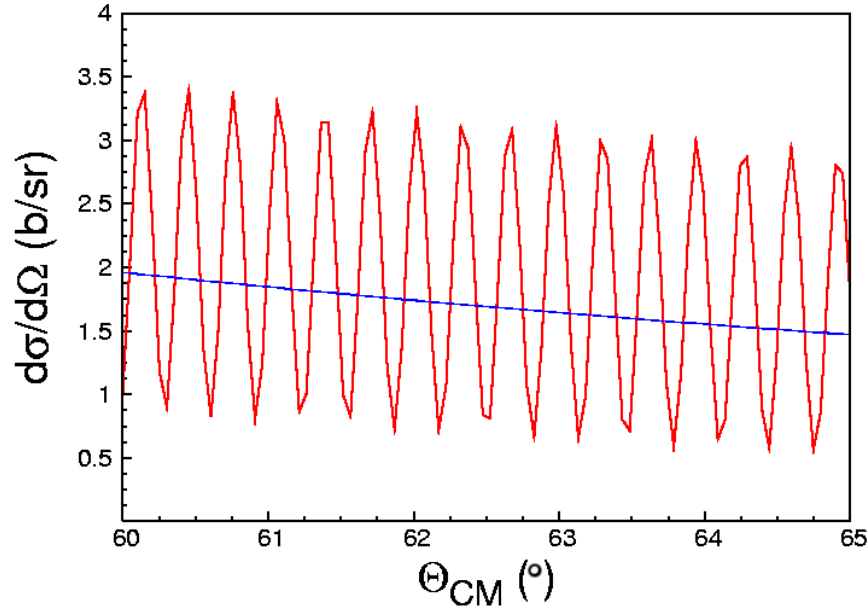


FIG. 1.11 – Section efficace différentielle en fonction de l'angle Θ_{CM} dans le centre de masse de la diffusion élastique Mott (en rouge, effets quantiques inclus) et de la diffusion élastique de Rutherford classique (en bleu) pour la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$. (voir [Vil93])

de cet angle de diffusion, l'interaction entre les noyaux devient importante, l'interaction nucléaire devenant prépondérante. Les réactions vont ainsi devenir inélastiques, c'est à dire qu'une partie de l'énergie cinétique va être transformée en énergie d'excitation des différents degrés de liberté du système. Dans le chapitre 1.5.2, seront évoquées les différents mécanismes de réactions inélastiques qui peuvent se produire dans les collisions d'ions lourds et notamment concernant les réactions de type fusion qui sont limitées par l'intense répulsion coulombienne dans ce type de collisions.

1.5.2 Réactions inélastiques

Dès lors que l'interaction nucléaire entre en jeu dans la collision (paramètre d'impact inférieur au paramètre de grazing), des réactions plus profondes et inélastiques vont se produire; une partie de l'énergie cinétique engagée dans la collision est perdue en énergie d'excitation. Divers mécanismes de réactions peuvent se produire comme la formation d'un noyau composite, les réactions de quasi-fission ou encore les réactions dites fortement inélastiques. Un modèle simple permet de distinguer ces différents mécanismes en se basant sur la trajectoire du système dans l'énergie potentielle et notamment la présence ou non d'une poche de potentiel [Fur84].

Au moment du contact des deux noyaux, si le système nucléaire est dans une configuration énergétique telle qu'il se retrouve dans une poche de potentiel, un noyau composé peut se former; les deux noyaux ne forment plus qu'un système unique compact. Le noyau composite excité va ensuite décroître selon deux processus en compétition, en émettant des particules et en formant un résidu d'évaporation (réaction de fusion-évaporation) ou alors

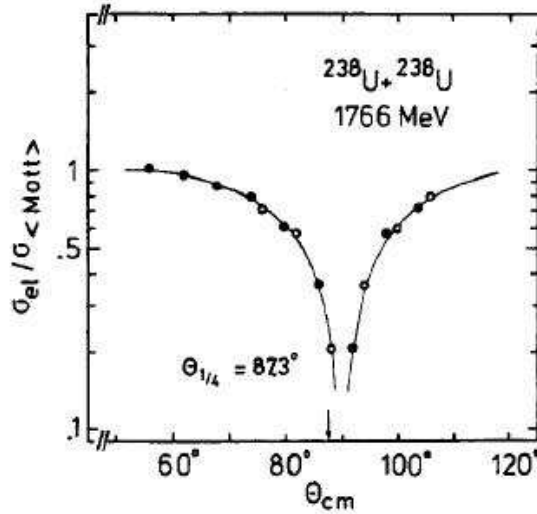


FIG. 1.12 – Section efficace de la diffusion élastique mesurée expérimentalement dans la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 1766 \text{ MeV}$ normalisée par la diffusion élastique de Mott [Fre79].

en fissionnant (réaction de fusion-fission). La principale propriété d'un noyau composé est qu'il a perdu la mémoire de la manière dont il a été créé, c'est à dire que son état est indépendant de la voie d'entrée sauf en ce qui concerne l'énergie d'excitation ou le moment angulaire qui sont soumis aux lois de conservation.

Dans certains cas, les conditions de fusion dans le canal d'entrée peuvent être remplies (puits de potentiel dans le potentiel d'interaction), mais lorsque les noyaux entrent en interaction, des effets dynamiques (comme la formation d'un cou entre les deux noyaux ou encore la déformation du système géant...) peuvent avoir lieu et altérer le potentiel, ce qui engendre le fait que la barrière de fission disparaît donnant lieu à des réactions de quasi-fission. Dans ce type de réaction, le système géant décroît avant que celui-ci n'atteigne l'équilibre. Les caractéristiques des produits de réaction dépendent cette fois beaucoup du canal d'entrée ; par exemple les masses des produits de réaction sont proches de celle du projectile et de la cible. La référence [Itk07] montre la compétition entre les réactions de quasi-fission et de fusion-fission pour différentes réactions avec le projectile ^{48}Ca et des cibles de masse entre les noyaux ^{144}Sm et ^{248}Cm . On remarque que le mécanisme de réaction résultant (quasi-fission ou fusion-fission) dépend de nombreux paramètres comme l'asymétrie de masse de la cible et du projectile, de l'énergie d'excitation du système géant, du moment angulaire, de l'isospin et de la déformation des noyaux, de leur orientation ou encore des effets de structure des noyaux incidents.

A partir d'une certaine valeur du produit des charges des noyaux incidents ($Z_1 Z_2 > 2500-3000$), la poche de potentiel dans le canal d'entrée disparaît [Lef73]. Les réactions de fusion-fission ou de quasi-fission ne sont donc plus possibles ; les réactions engendrées sont dans ce cas nommées réactions fortement inélastiques. Ces réactions ont des caractéristiques propres aux réactions directes (diffusion élastique) ; en effet la direction incidente des noyaux ainsi que la masse des noyaux est gardée en mémoire. Les réactions très inélastiques sont caractérisées également par une perte d'énergie cinétique importante qui peut même

être totale comme dans le cas de la formation d'un noyau composite où l'énergie cinétique des fragments est celle de la barrière coulombienne. Un transfert de masse important peut avoir lieu dans ce type de réaction entre les deux noyaux incidents, phénomène décrit par le modèle de diffusion [Wei78], celui-ci étant corrélé à la perte d'énergie cinétique. En effet lorsque les noyaux entrent en contact, les nucléons de chaque noyau ont des vitesses relatives différentes, ce qui lors du transfert de nucléons va engendrer une perte d'énergie due à la friction nucléaire [Fel85].

1.5.3 Quelle réaction pour $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$?

D'après les résultats présentés au chapitre 1.2 concernant le potentiel d'interaction du système $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, l'existence d'une poche de potentiel qui donnerait une certaine stabilité énergétique à celui-ci semble peu probable. L'intense répulsion coulombienne ainsi qu'un moment angulaire important empêcheraient donc les réactions de formation d'un noyau composite ainsi que les réactions de quasi-fission de se produire lors de la collision de deux noyaux d'uranium. Les mécanismes de réaction auxquels on doit s'attendre lorsque le paramètre d'impact est inférieur au paramètre de grazing sont donc à priori les réactions fortement inélastiques.

Expérimentalement, la réaction $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ a déjà été étudiée par H. Freiesleben et al. à l'énergie $E = 7.42\text{A MeV}$ [Fre79]. La figure 1.13 montre la distribution angulaire obtenue des produits de réaction pour différents noyaux détectés, en faisant des sélections en Z . La distribution angulaire des noyaux pour $85 < Z < 87$ a son maximum au niveau de l'angle de grazing ($\theta_{gr} \approx 89.5^\circ$), caractéristique des réactions fortement inélastiques. On remarque cependant que plus les noyaux détectés sont légers (donc issus d'un transfert de masse important entre les deux noyaux d'uranium), plus leur distribution angulaire tend vers l'isotropie. Pour $70 < Z < 78$, la distribution angulaire est presque isotrope, l'isotropie étant cette fois une caractéristique de la fission d'un noyau composite. La distribution angulaire des produits de réaction montre le même comportement lorsque l'on fait des sélections en perte d'énergie cinétique (TKEL) ; on a ainsi une distribution angulaire quasi-isotropique pour $250 < \text{TKEL} < 300$.

Dans la réaction $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, on aurait donc une évolution du mécanisme de réaction en fonction du transfert de nucléons et de la perte d'énergie cinétique, allant de réactions fortement inélastiques vers les caractéristiques d'un noyau composite. Une distribution angulaire isotrope signifie que la distribution en moment des nucléons au sein du système géant est isotrope ; dans ce cas un équilibre thermodynamique est atteint. Le modèle de dynamique moléculaire quantique a trouvé un tel équilibre transitoire pour le système géant $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 1180\text{MeV}$, 60% au dessus de la barrière coulombienne [Tia08]. Celui-ci serait donc presque atteint lorsqu'on a un transfert de nucléons et une perte d'énergie cinétique importants. C'est dans ces mêmes conditions que l'on a le temps de vie du système géant le plus long, ce fait étant soutenu par le modèle de diffusion [Wei78] qui corrèle le transfert de nucléons au temps de vie du système géant et le modèle basé sur l'équation de Langevin qui corrèle les temps de vie longs du système géant à une perte d'énergie cinétique importante [Zag07].

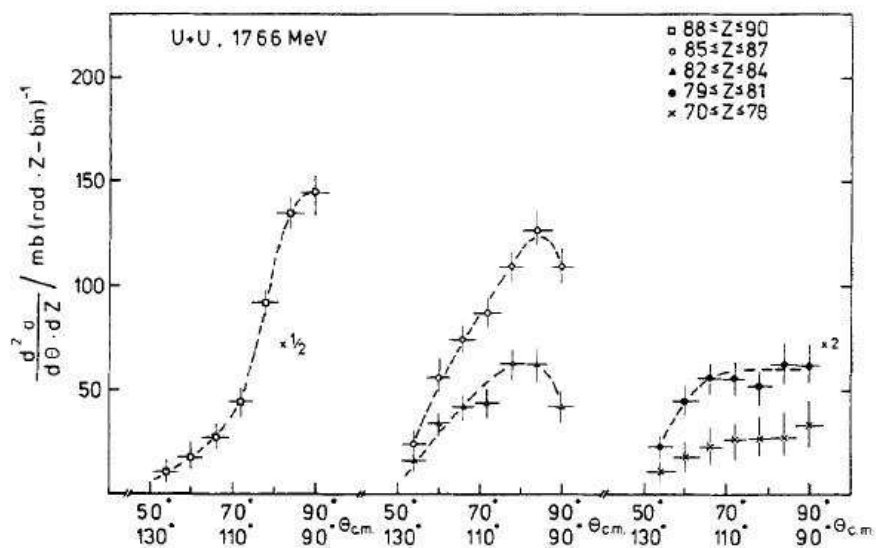


FIG. 1.13 – Distribution angulaire des produits de réaction issus de réaction de transfert pour différentes sélections en Z dans la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 1766 \text{ MeV}$ [Fre79].

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental est décrit, de la production du faisceau d'Uranium au système de détection en passant par le spectromètre magnétique qui focalise les noyaux vers ce système de détection. Les méthodes de calibration des différentes grandeurs physiques telles que le temps de vol (SED), la position (chambres à dérive), les pertes d'énergies (chambre à ionisation, fenêtres d'entrée des détecteurs) ainsi que l'énergie (mur de Silicium) des noyaux sont expliquées.

2.1 Faisceau

La source d'ions est une source à Résonance Cyclotronique Electronique (ECR). Elle produit un plasma dans lequel on a placé un barreau d'Uranium. Une onde radiofréquence à 14.5 GHz est injectée dans le plasma grâce à un guide d'onde en Cuivre. Les électrons du plasma excités par l'onde arrachent des noyaux d'Uranium du barreau et les ionisent. Un champ électrique de l'ordre de 100 kV accélère ces ions et les extrait de la source. Ils sont ensuite accélérés dans un cyclotron compact C01 atteignant une énergie de quelques centaines de AkeV puis dans un cyclotron à secteurs séparés CSS1 où ils atteignent cette fois une énergie de quelques AMeV (figure 2.1). Les cyclotrons du GANIL, par leur méthode d'accélération en tension alternative, imposent une période au faisceau. Le faisceau est donc pulsé d'une fréquence de l'ordre de 10 MHz, celle-ci variant avec l'énergie voulue. Les ions passent par le spectromètre α qui est composé de dipôles et permet donc d'avoir une mesure précise de l'énergie du faisceau. Le faisceau est finalement envoyé dans la salle expérimentale VAMOS. Le tableau montre les caractéristiques du faisceau pour les différentes énergies utilisées (6.09, 6.49, 6.91, 7.35 AMeV). Les intensités obtenues sont relativement faibles, de l'ordre de 10^8 - 10^9 particules par seconde.

Energie (AMeV)	Charge	Période faisceau (ns)	Intensité (pps)
6.09	30+	111	$4.1 \cdot 10^9$
6.49	31+	107	$2.4 \cdot 10^9$
6.91	32+	104	$9.8 \cdot 10^8$
7.35	33+	100	$4.5 \cdot 10^8$

TAB. 2.1 – Energie, état de charge et intensité pour chaque configuration de faisceau. La période du pulse du faisceau imposée par le cyclotron C01 est également donnée.

Une autre énergie a été obtenue en plaçant une feuille de Carbone d'épaisseur $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ juste avant le spectromètre α et en utilisant l'énergie à la sortie de CSS1 la plus élevée $E = 7.35 \text{ A MeV}$. Une perte d'énergie moyenne de l'ordre de 60 MeV dans cette feuille de Carbone mène ainsi à une énergie $E = 7.1 \text{ A MeV}$ au niveau de la cible. L'intensité était alors de l'ordre de $3 \cdot 10^8$ particules par seconde.

L'accélération des ions dans les cyclotrons et leur dispersion dans les dipoles dépendent uniquement du rapport masse sur charge (A/q) de ceux-ci à la sortie de la source. Des polluants peuvent donc peupler le faisceau que l'on souhaite s'ils ont le même rapport A/q (à la résolution des cyclotrons et des dipoles près) que celui du faisceau. Ceci s'est produit dans notre expérience pour l'énergie $E = 7.35 \text{ A MeV}$; nous avons en effet observé des ions ^{65}Cu à l'état de charge 9+ ($A/q(^{65}\text{Cu}) = 7.222$ et $A/q(^{238}\text{U}) = 7.212$). Ce ^{65}Cu issu du guide d'onde de la source polluit le faisceau d' ^{238}U à hauteur de 20 % de l'intensité totale. La présence du ^{65}Cu dans le faisceau n'a cependant pas posé de problèmes et a même été utilisé pour la calibration des détecteurs.

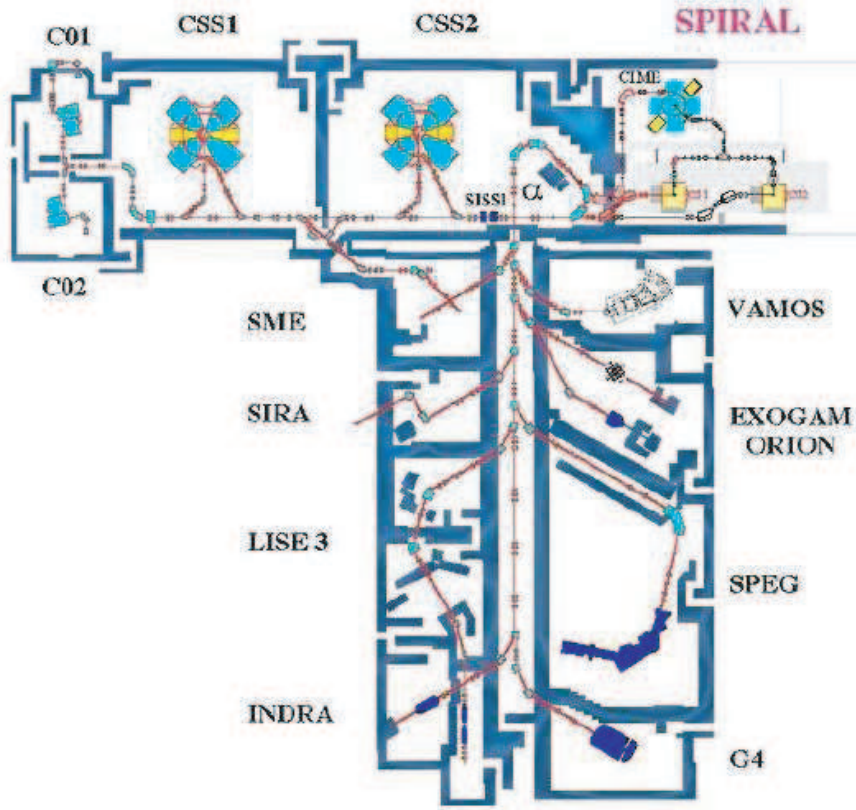


FIG. 2.1 – Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL.

2.2 Spectromètre magnétique VAMOS

VAMOS (Variable Mode Spectrometer) est un spectromètre magnétique composé de deux quadripôles, d'un filtre de Wien et d'un dipôle. Une vue de dessus de la salle réservée

au spectromètre VAMOS est présentée sur la figure 2.2. Le filtre de Wien et le dipole sont respectivement utilisés pour sélectionner les particules selon leur vitesse et leur rigidité magnétique. La rigidité magnétique, appelée également $B\rho$, est définie selon l'expression 2.1, c'est le rapport entre l'impulsion p et l'état de charge q d'une particule :

$$B\rho = p/q \quad (2.1)$$

Dans notre expérience, nous souhaitons avoir une acceptance (en vitesse, masse, état de charge) maximale, nous avons donc utilisé uniquement les deux quadripôles. Le premier quadripôle, d'un diamètre de 30 cm et à une distance de 40 cm de la cible, focalise les particules dans le plan vertical (perpendiculaire au plan de dispersion), le deuxième possédant une ouverture elliptique avec un axe majeur de 100 cm focalise les particules dans le plan horizontal. De plus amples informations sur le spectromètre VAMOS sont disponibles dans les références [Sav03] [Pul08].

Le rôle des quadripôles, auxquels on impose une rigidité magnétique intrinsèque en fixant le champ magnétique, est de focaliser les particules caractérisées par cette même rigidité magnétique ($\pm 10\%$) vers un plan focal de détection. Quelque soit l'angle de diffusion des particules après la cible, celles de même rigidité magnétique vont avoir le même point de focalisation.

Pendant l'expérience, les quadripôles ont été réglés de quatre manières différentes afin d'obtenir différentes valeurs sélectives de rigidité magnétique : 1.0, 1.1, 1.2 et 1.3 Tm. Le spectromètre VAMOS a été tourné de 35° par rapport à la direction incidente du faisceau sur la cible afin d'observer au mieux les réactions d'intérêt dans cette étude. Des détails sur ce choix seront donnés dans le chapitre suivant.

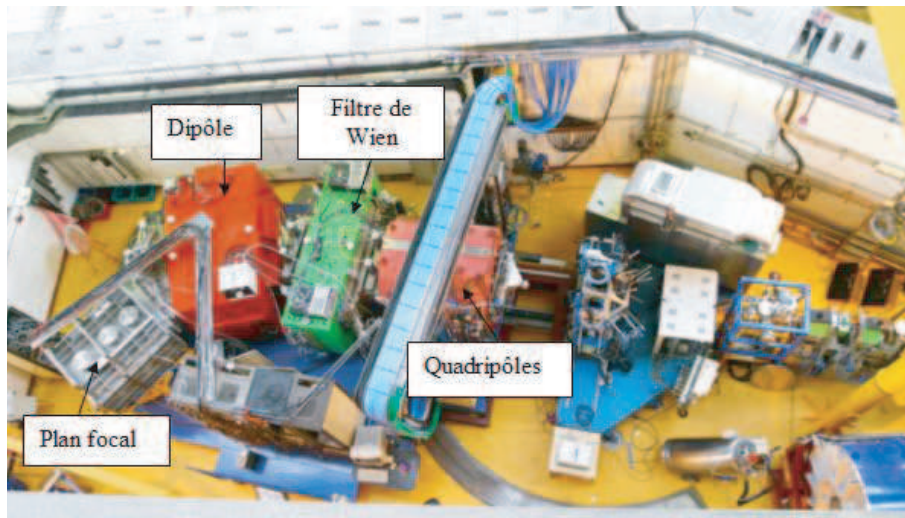


FIG. 2.2 – Vue d'ensemble de la chambre de VAMOS.

2.3 Système de détection

2.3.1 Considérations physiques

Une caractéristique générale des réactions fortement inélastiques (voir par exemple la référence [Hil83] concernant la réaction $^{144}\text{Sm}+^{144}\text{Sm}$) est d'avoir une section efficace importante au niveau de l'angle de grazing. L'angle de grazing a été calculé pour l'énergie $E = 7.35\text{A MeV}$ à $\Theta_{gr} \approx 89.5^\circ$ (voir chapitre 1.5), ce qui correspond à un angle de grazing dans le système du laboratoire $\theta_{gr} \approx 45^\circ$. Pour détecter les réactions d'intérêt dans cette étude, il est donc préférable de positionner le système de détection (VAMOS et les détecteurs du plan focal) au plus proche de cet angle.

D'après le modèle statistique présenté précédemment concernant la décroissance du système géant $Z = 184$ (voir chapitre 1.1), celui-ci devrait décroître par l'émission d'un noyau dans la région de masse du ^{208}Pb et de son complémentaire, le noyau ^{268}No qui fissionne immédiatement. Intéressons-nous donc à la cinématique à deux corps correspondante. La figure 2.3 montre, dans le système du laboratoire, la corrélation cinématique des angles d'émission des noyaux ^{208}Pb et ^{268}No pour l'énergie $E = 7.35\text{A MeV}$ et une énergie d'excitation des noyaux de 100 MeV. On remarque que si le noyau ^{208}Pb est émis à 45° , le noyau ^{268}No sera lui émis à 40° dans la direction opposée par rapport à la direction du faisceau.

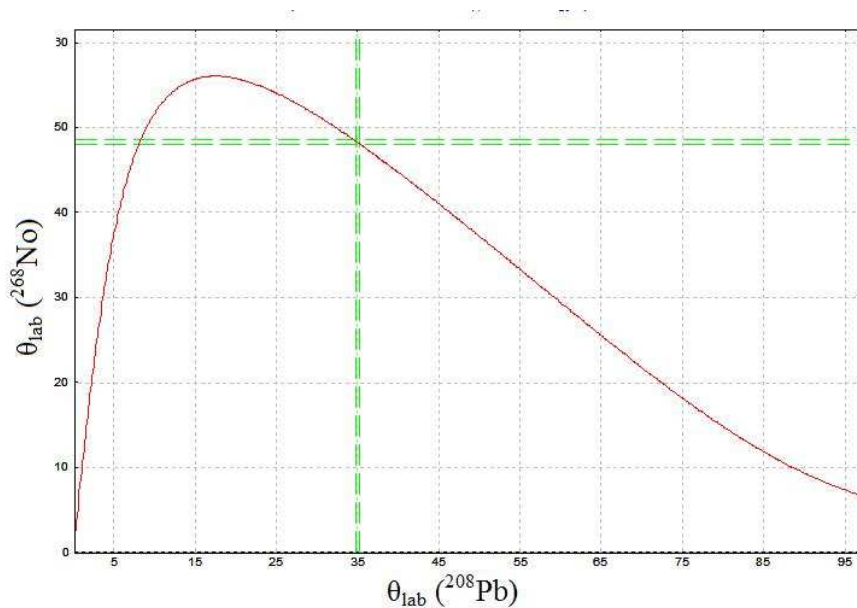


FIG. 2.3 – Corrélation cinématique des angles d'émission des noyaux ^{208}Pb et ^{268}No pour l'énergie $E = 7.35\text{A MeV}$ et une énergie d'excitation des noyaux de 100 MeV ; simulation réalisée avec le logiciel *LISE++*.

Il serait très intéressant de pouvoir détecter en même temps ces deux noyaux afin d'avoir de plus amples informations sur le mécanisme de réaction comme par exemple le nombre de particules évaporées par les produits de réaction. On a donc intérêt à placer un détecteur dans cette zone angulaire afin de détecter le noyau ^{268}No ou ses fragments de fission. La figure 2.4 est un schéma récapitulatif de la réaction décrite ci-dessus.

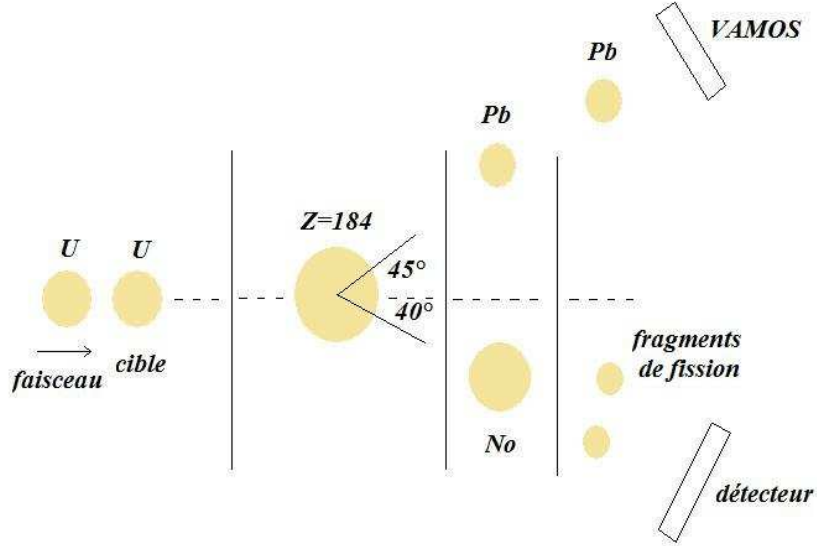


FIG. 2.4 – Schéma montrant les différentes étapes de la réaction menant à la décroissance du système géant $Z = 184$ selon un modèle statistique (voir chapitre 1.1) lorsque le noyau de ^{208}Pb est émis à 45° par rapport à la direction incidente du faisceau. Les lignes verticales séparent différents instants de la réaction.

2.3.2 Limitations

Le détecteur utilisé pour détecter les fragments de fission du noyau ^{268}No est un détecteur Silicium strippé qui possède 2 plans de pistes. Le premier plan du détecteur est constitué de 16 pads verticaux et le second plan de 16 pads horizontaux afin de déterminer respectivement la position horizontale et verticale des noyaux implantés. La figure 2.5 montre une vue schématique en trois dimensions de ce détecteur.

L'irradiation de noyaux dans un détecteur Silicium crée des défauts au niveau des couches atomiques du crystal. Ainsi, les performances du détecteur diminuent de manière considérable à partir d'un certain nombre de noyaux implantés [Kno00]. Un taux limite (10^8 fragments de fission par cm^2) est donné concernant les fragments de fission de ^{235}U [Shi69]. Ce taux dépend bien sûr du détecteur, de l'énergie des noyaux implantés... mais on peut se baser sur cette valeur pour savoir si le détecteur va survivre pendant notre expérience selon l'angle auquel on le place (dans notre cas ce sont essentiellement des noyaux d'Uranium qui s'implantent donc le taux limite devrait être encore plus faible).

Calculons le flux de particules dû à la diffusion élastique de ^{238}U à l'énergie $E = 6.09\text{A MeV}$ arrivant dans un cm^2 à l'endroit du détecteur le plus exposé aux noyaux diffusés (carré rouge sur la figure 2.5) ; il se calcule selon l'expression 2.2.

$$N = \sigma N_{\text{faisceau}} N_{\text{cible}} \quad (2.2)$$

$N_{\text{faisceau}} = 4.1 \cdot 10^9 \text{pps}$ est le nombre de particules par seconde du faisceau (pour $E = 6.09\text{A MeV}$). N_{cible} est le nombre d'atomes au cm^2 dans la cible. Il se calcule selon l'expression 2.3 ; $\delta_{\text{cible}} = 0.6 \text{ mg/cm}^2$ est l'épaisseur de la cible, $N_a = 6.08 \cdot 10^{23}$ atomes/mol est le nombre d'avogadro, $A = 238$ est la masse molaire moléculaire des noyaux cibles.

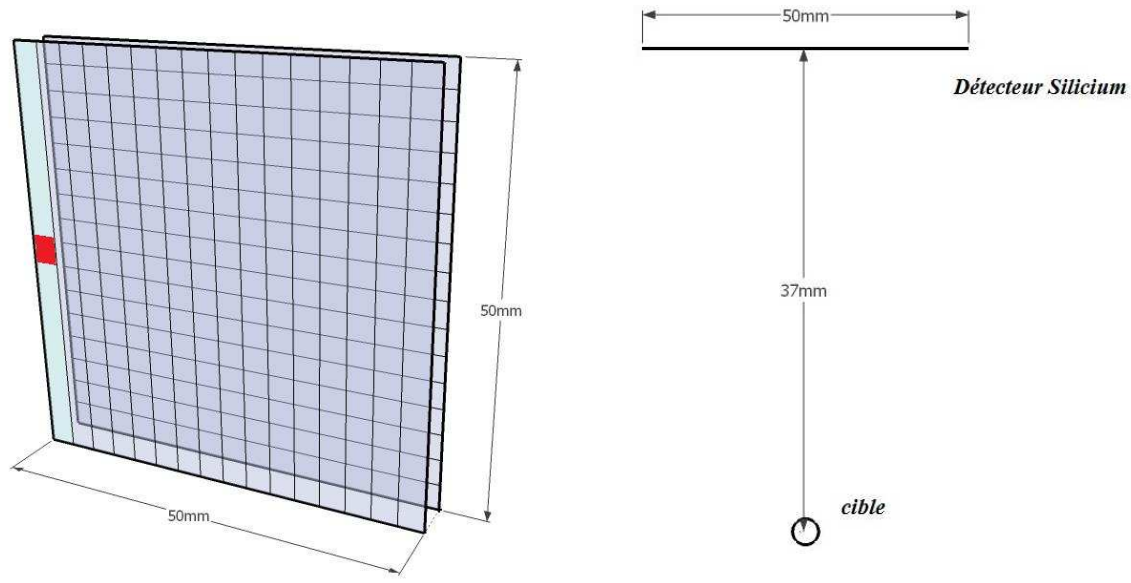


FIG. 2.5 – Vue en trois dimensions du détecteur Silicium strippé. La figure de droite montre la distance entre le détecteur et la cible. La zone rouge est la zone pour laquelle on calcule le flux de particules dû à la diffusion élastique de l'uranium.

$$N_{cible} = \frac{\delta_{cible} N_a}{A} \quad (2.3)$$

σ est la section efficace de diffusion élastique de l' ^{238}U dans la zone considérée (zone en rouge sur la figure 2.5). Celle-ci est estimée par le logiciel *LISE++* et est donnée dans le tableau 2.2 dans les cas où le détecteur Silicium est placé à 40° et 50° par rapport à la direction incidente du faisceau. Le taux de particules au cm^2 ainsi que le temps de vie estimé du détecteur est donné.

Angle détecteur ($^\circ$)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/Str)	Ω (mStr)	σ (mb)	N (pps/cm^2)	temps de vie
40	$2.33 \cdot 10^6$	4.2	$9.8 \cdot 10^3$	$6.2 \cdot 10^3$	$\approx 13 \text{ heures}$
50	$8.21 \cdot 10^4$	4.2	$3.4 \cdot 10^2$	$2.1 \cdot 10^2$	$\approx 16 \text{ jours}$

TAB. 2.2 – Section efficace de la diffusion élastique de l' ^{238}U dans la zone en rouge sur la figure 2.5 dans le cas où le détecteur Silicium est placé à 40° et 50° . Le taux de particules au cm^2 est donné, de même que le temps de vie estimé du détecteur Silicium.

Si le détecteur Silicium est placé à 40° par rapport à la direction incidente du faisceau, celui-ci risque donc d'être défectueux assez rapidement lors de l'expérience. Sa durée de vie est en effet estimée à environ 13 heures. Il a donc été placé à 50° et, par coïncidence cinématique (voir cinématique figure 2.4), VAMOS a été placé à 35° par rapport à la direction incidente du faisceau. Cependant, ce détecteur a perdu de son efficacité très rapidement et ses données sont donc inexploitable.

2.3.3 Description

Le système de détection utilisé est décrit de manière schématique sur la figure 2.6. A 35° par rapport à la direction incidente du faisceau et derrière les quadripôles se trouve le plan focal de VAMOS. Il est composé d'un SED (Secondary Electron Detector) qui était le déclencheur principal de l'acquisition et a permis de mesurer le temps de vol, de deux chambres à dérive accolées qui ont permis après reconstruction (voir chapitre 3.1) de déterminer les angles θ et φ (coordonnées sphériques) d'émission des particules après la cible, d'une chambre à ionisation qui mesure la perte d'énergie et d'un mur de silicium qui stoppe les particules et mesure leur énergie et leur temps de vol. Deux détecteurs germanium étaient également placés autour de la cible pour la détection des gammas prompts ainsi qu'un scintillateur BaF2 pour connaître l'évolution de la largeur temporelle du faisceau pendant l'expérience. Deux détecteurs diamant positionnés à $\pm 10^\circ$ donnent une mesure de l'intensité du faisceau et de l'épaisseur de la cible par la mesure de la diffusion élastique de l'Uranium. Une cage de faraday était placée dans l'axe du faisceau pour le stopper.

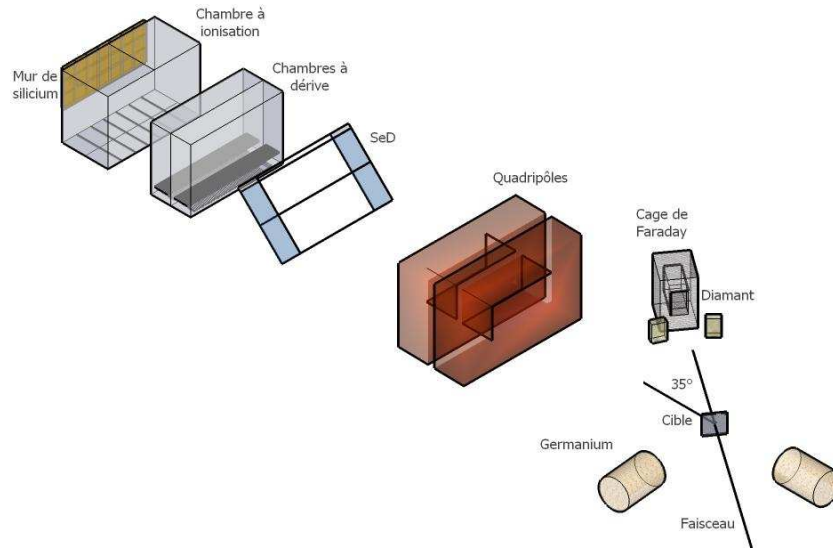


FIG. 2.6 – Schéma du système de détection

2.4 Le SED et la mesure du temps de vol

2.4.1 Description

Le SED est constitué d'une fine feuille émissive inclinée à 45° composée de mylar et d'aluminium. Les particules traversant cette feuille vont y arracher des électrons qui vont être accélérés par un champ électrique puis focalisés grâce à un champ magnétique vers une chambre gazeuse. Des fils et des pads vont finalement permettre la détection du passage de la particule (voir Fig. 2.7). Le temps de vol des électrons dans le détecteur est de l'ordre de 300 ps ce qui assure une bonne rapidité de détection. Le SED a été le trigger principal de l'acquisition.

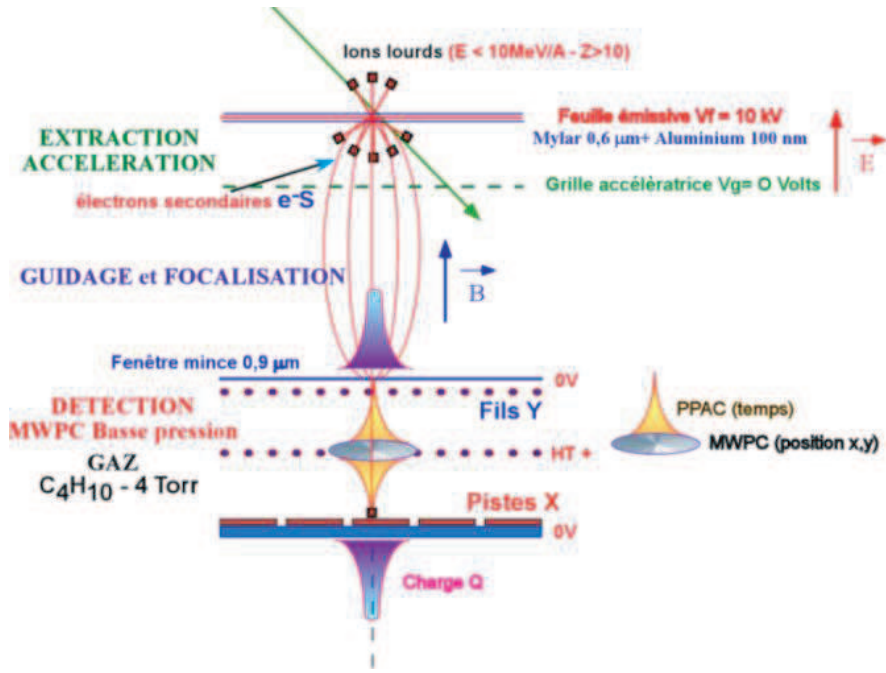


FIG. 2.7 – Principe de fonctionnement du SED

2.4.2 Le temps de vol

Le faisceau d'uranium est composé de pulses de période imposée par les cyclotrons que l'on notera par la suite T_{HF} . Sa résolution temporelle étant de l'ordre de $2ns$, la période T_{HF} a été utilisée pour la mesure du temps de vol. Elle varie en fonction de l'énergie du faisceau (voir chapitre 2.1). Le temps de vol a été déterminé de trois manières différentes. Les mesures de temps ont été réalisées entre le SED (stop) et T_{HF} (start) (TSED_HF), les détecteurs Silicium du plan focal (stop) et T_{HF} (start) (TSL_HF) et, entre le SED (start) et les détecteurs Silicium (stop) (TSL_SED). La calibration du temps de vol par exemple entre le SED et T_{HF} s'obtient selon l'expression 2.4.

$$T(ns) = aT_{SED_HF}(canaux) + nT_{HF} + b \quad (2.4)$$

La constante a s'obtient grâce au module électronique "time calibrator" et permet de convertir le nombre de canaux en unité de temps, la constante b est une constante de calibration qui a été déterminée en calculant le temps de vol de l'uranium entre la cible et le SED après diffusion élastique à 35° selon l'expression 2.5. La distance $D_{cible \rightarrow SED}$ entre la cible et le SED est de 7.715 m. Le coefficient δ prend en compte la perte d'énergie dans la cible qui est de l'ordre de 40 MeV (ce qui correspond à $\delta = 0.98$). Les valeurs du temps de vol de référence sont données dans le tableau 2.3.

$$T_{Uelas(35^\circ)} = \frac{D_{cible \rightarrow SED}}{V_{elas(35^\circ)}} = \frac{D_{cible \rightarrow SED}}{\delta V_{faisceau} \cos(35^\circ)} \quad (2.5)$$

La valeur de n correspond au nombre de période T_{HF} qu'il faut ajouter ou retirer, sachant que précédemment pour calculer la valeur de b , n a été pris égal à 0 (ce qui sert de référence). n se détermine en analysant le spectre du temps TSL_SED (temps de vol mesuré entre le SED et le mur de Silicium) en fonction de TSL_HF (temps mesuré entre le mur de

$E_{faisceau}$ (MeV/n)	6.09	6.49	6.91	7.1	7.35
$V_{faisceau}$ (cm/ns)	3.43	3.54	3.66	3.7	3.77
$T_{Uelas(35^\circ)}$ (ns)	280.2	271.5	262.6	259.7	254.9

TAB. 2.3 – Temps de vol entre la cible et le SED de l’uranium après diffusion élastique à 35° en fonction de l’énergie du faisceau ; la vitesse du faisceau correspondante est également donnée.

Silicium et T_{HF}) qui est représenté sur la figure 2.8. Le temps de vol TSI_SED étant un temps de vol absolu, cela nous permet en effet de nous affranchir des effets de rebouclage qui apparaissent pour les temps mesurés avec T_{HF} .

Sur la figure 2.8, les différentes lignes correspondent aux différentes valeurs de n . En modélisant ces lignes par des droites et en déterminant la distance la plus courte entre la position de l’évènement et les différents fits (lignes rouges), on connaît la valeur de n pour chaque évènement.

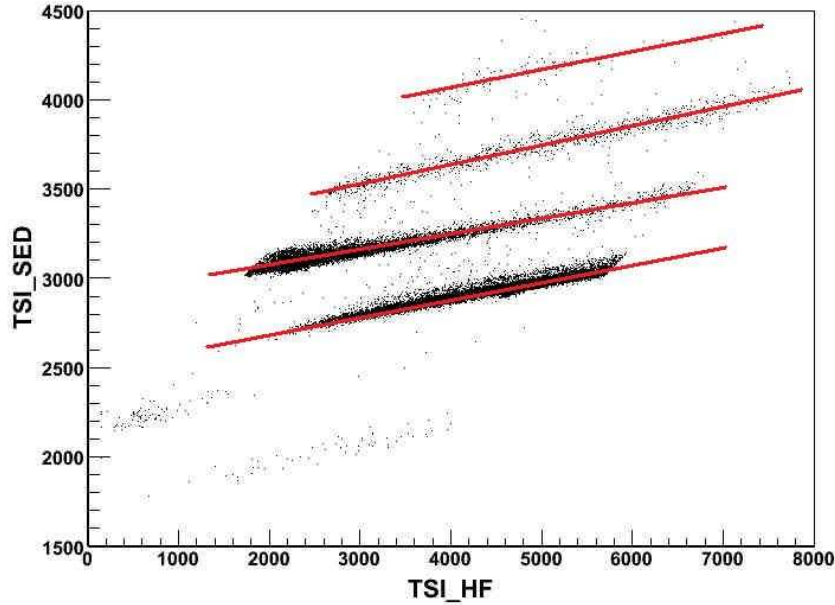


FIG. 2.8 – Spectre TSI_SED en fonction de TSI_HF conditionné par un détecteur silicium du plan focal. Les lignes rouges correspondent aux fits obtenus de la distribution.

On ne tient pas compte des évènements lorsque $TSI_SED < 2500$ car ils correspondent à des mauvaises prises de temps dans le détecteur silicium. On remarque également que certains évènements se trouvent en plein milieu entre deux droites de fit, ce qui d’après la méthode utilisée va générer des évènements avec des temps de vol mal calibrés qu’il ne faudra donc pas considérer. La calibration du temps de vol est différente pour chacun des détecteurs Silicium du plan focal.

Dans certaines parties du détecteur SED, le paramètre mesuré TSED_HF avait une dépendance incohérente avec la direction horizontale. Dans la suite de l’étude on a donc utilisé le temps mesuré entre le mur de Silicium et T_{HF} (TSI_HF) qui se calibre selon la

même méthode que celle expliquée précédemment.

La figure 2.9 montre le spectre du temps de vol à l'énergie $E = 6.09 A MeV$ de l'uranium diffusé à l'angle $34.5^\circ < \theta < 35.5^\circ$ conditionné par un détecteur du mur de Silicium. Ce temps est celui parcouru par le noyau entre la cible et le mur de Silicium. La distance correspondante est de 8.840 m environ. En reprenant l'expression 2.5, on en déduit un temps de vol égal à 321 ns pour l'uranium élastique diffusé à 35° . La queue du spectre vers les temps de vol élevés sont des événements de diffusion inélastique de l'uranium. La largeur totale à mi-hauteur (LTMH) est de l'ordre de 6 ns, ce qui donne une résolution de 1.8% LTMH.

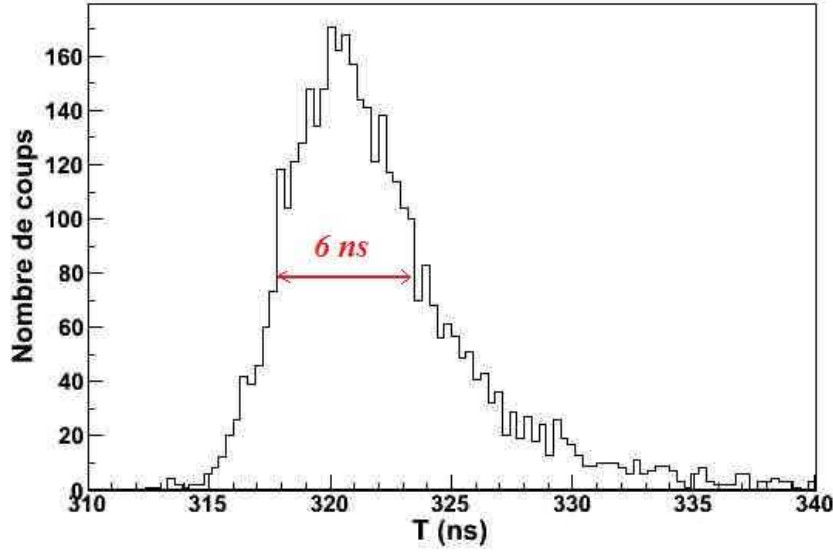


FIG. 2.9 – Spectre du temps de vol calibré avec le paramètre TSLHF conditionné par l'uranium ($236 < A < 240$) à l'angle $34.5^\circ < \theta < 35.5^\circ$ et à l'énergie de faisceau $E = 6.09 A MeV$ pour un pad du mur de Silicium.

2.5 Les chambres à dérive et la position X et Y

2.5.1 Description

Un schéma des chambres à dérive est présenté sur la figure 2.10. Les deux chambres à dérive sont accolées. Elles sont remplies d'un gaz d'isobuthane (C_4H_{10}) à une pression de 6.5 mb. Les particules entrant dans la chambre à dérive vont ioniser le gaz et perdre de l'énergie. Les électrons issus de cette ionisation vont se diriger grâce à un champ électrique vers des fils d'amplification qui vont induire un signal sur les pads. Quatre rangées de 64 pads chacune vont permettre de déterminer la position X suivant l'axe horizontal. Le temps de dérive des électrons jusqu'au fil donnera la position verticale Y.

2.5.2 Position X

L'amplification des électrons au niveau des fils va induire un signal sur les pads. Chaque pad de la rangée va donc récolter une charge différente. On reconstruit la position X de

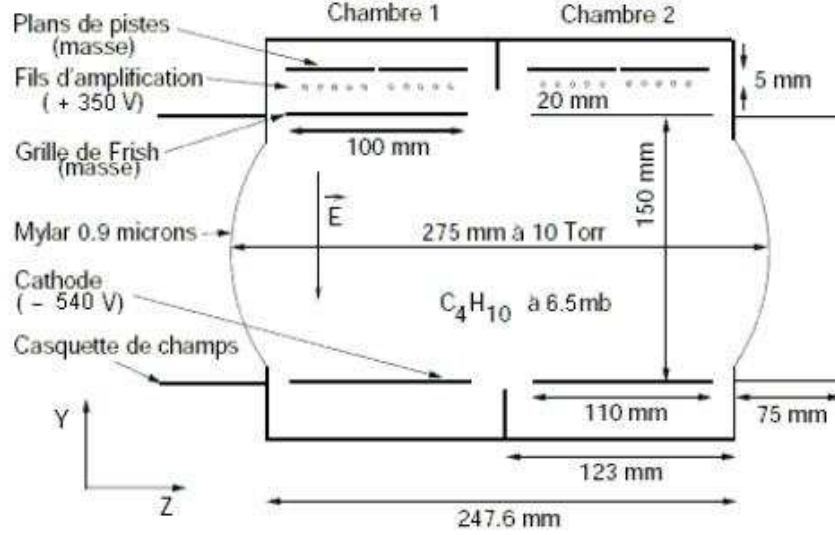


FIG. 2.10 – Description des chambres à dérive [Obe05].

deux manières différentes selon la distribution de la charge sur les pads. On recherche tout d'abord les trois pads ayant la plus grande charge récoltée. Si ces trois pads sont côte à côte et celui du milieu possède la charge la plus élevée, ce qui correspond à la majorité des événements, la position X est calculée selon la méthode de la sécante hyperbolique, méthode qui est décrite dans la référence [Lau95]. Dans le cas contraire, on fait une moyenne pondérée des charges récoltées en fonction de la position des pads.

2.5.3 Position Y

La mesure de la position Y est basée sur le temps de dérive (T_d) des électrons jusqu'aux fils. En effet grâce au champ électrique uniforme régnant au sein du détecteur, la vitesse de dérive des électrons est constante, la position Y est donc proportionnelle au temps de dérive. T_d est ici le temps mesuré entre le signal du fil créé par la dérive des électrons et le moment où le noyau arrive au mur de Silicium du plan focal.

La position Y en absolu se détermine grâce à des fils en inox au niveau de la fenêtre d'entrée de la chambre à dérive. On remarque très bien les 5 fils sur le spectre du temps de dérive T_d non calibré représenté sur la figure 2.11 (gauche). La présence des fils induit en effet une perte d'événements au niveau de chaque fil. Le fil du milieu est positionné au centre de la chambre à dérive, ce qui signifie que la position de ce fil correspond à la position $Y = 0 \text{ mm}$. Ensuite pour vérifier que la vitesse de dérive est bien estimée (ici $5,43 \text{ cm}/\mu\text{s}$ dans nos conditions de pression et de champ électrique), on sait que la distance entre deux fils est égale à 15 mm (voir figure 2.11 (droite)).

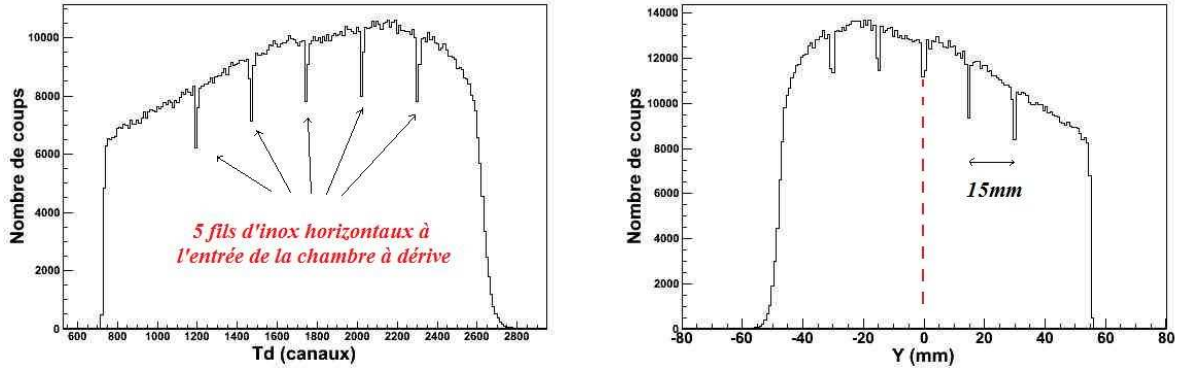


FIG. 2.11 – Spectre brut du temps de dérive des électrons (gauche). Position Y calibrée en mm (droite).

2.6 La chambre à ionisation et la perte d'énergie ΔE

2.6.1 Description

La chambre à ionisation est remplie de gaz d'isobuthane C_4H_{10} à 7 mb. Les particules, par leur passage dans le gaz, ionisent celui-ci. Les électrons issus de cette ionisation se dirigent grâce à un champ électrique uniforme vers une grille de frish puis vers les pads. Ce champ électrique appliqué est tel que la chambre à ionisation se trouve dans un régime où le signal électrique est proportionnel à l'énergie déposée. La chambre à ionisation est constituée de deux rangées de 7 pads (figure 2.12).

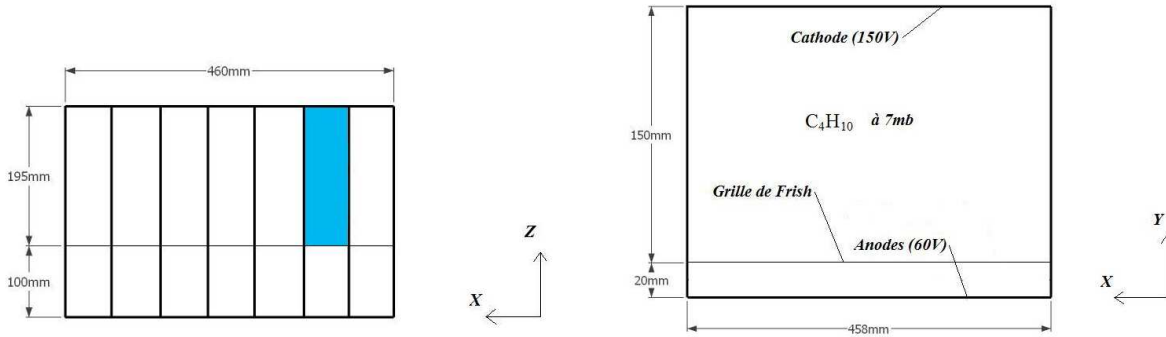


FIG. 2.12 – Schéma de la chambre à ionisation.

2.6.2 Calibration de la perte d'énergie

La calibration en énergie de la chambre à ionisation est différente pour chaque pad. Elle a été réalisée à l'énergie $E = 7.35 A MeV$ afin de pouvoir utiliser la diffusion élastique du ^{65}Cu car à cette énergie, des noyaux de ^{65}Cu polluaient le faisceau. Lorsqu'un noyau traverse la chambre à ionisation, les électrons issus de l'ionisation du gaz sont récoltés sur 2,3 ou 4 pads. Le plus souvent seulement 2 pads sont touchés, c'est à dire qu'un pad par rangée est touché. Ce sont ces évènements qui vont être utilisés pour la calibration en énergie.

On se base sur la diffusion élastique des noyaux ^{238}U et ^{65}Cu . Pour cela, on regarde la distribution de l'angle de diffusion θ_{lab} après la cible pour les noyaux d' ^{238}U et de ^{65}Cu conditionnée par le pad que l'on souhaite calibrer (la méthode pour déterminer l'angle θ_{lab} est donnée dans le chapitre 3.1). La figure 2.13 montre ces distributions pour le pad de couleur bleue sur la figure 2.12. On en extrait l'angle correspondant au maximum de cette distribution. De cet angle, on en déduit la vitesse du noyau selon l'expression 2.6 (δ prend en compte la perte d'énergie dans la cible, voir l'expression 2.5).

$$V = \delta V_{faisceau} \cos(\theta_{lab}) \quad (2.6)$$

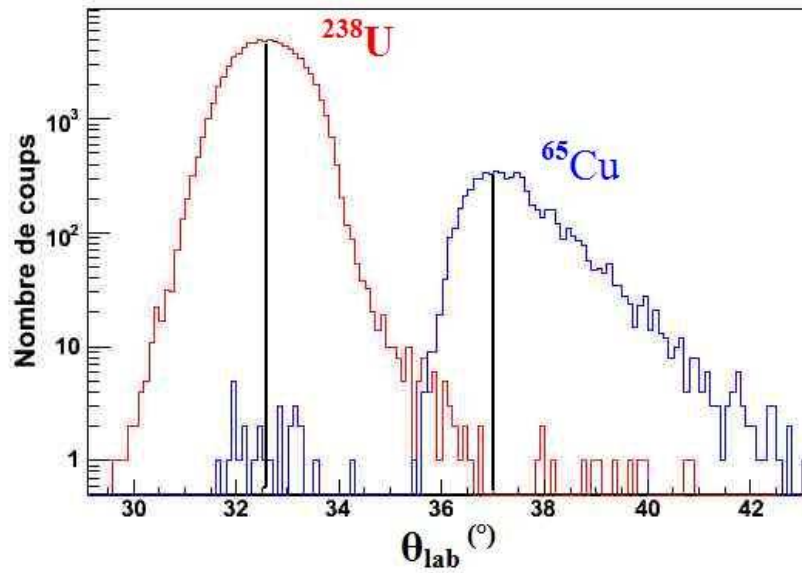


FIG. 2.13 – Spectre de l'angle de diffusion θ_{lab} des noyaux ^{238}U et ^{65}Cu conditionné par le pad en couleur sur la figure 2.12.

La vitesse nous permet d'estimer la perte d'énergie ΔE pour chacun des noyaux grâce au programme *LISE++* [Tar04] selon la méthode de J.F. Ziegler et al.. Une calibration linéaire est ensuite réalisée. Le tableau 2.4 montre le résultat pour le cas considéré de la figure 2.13.

	$V_{faisceau}$ (cm/ns)	θ_{lab} (°)	V (cm/ns)	ΔE (MeV)
^{238}U	3.77	32.6	3.11	57.2
^{65}Cu	3.77	37	2.95	16.17

TAB. 2.4 – Angle de diffusion, vitesse et perte d'énergie (calculée selon la méthode de Ziegler) pour les noyaux ^{238}U et ^{65}Cu .

On observe un problème de mesure de la perte d'énergie des particules lorsque les électrons sont collectés sur deux pads côte à côte comme on peut le voir sur la figure 2.14. Sur cette figure, on observe le signal mesuré sur deux pads indépendamment ainsi que la somme de ces deux signaux qui a été décalé de 10 MeV sur la figure pour une meilleure

visualisation. La perte d'énergie mesurée devrait être constante (quasiment) quelque soit la position X mais on observe qu'au milieu des deux pads ($X = 30\text{mm}$) la perte d'énergie mesurée est plus petite qu'aux centres des pads. Ce problème, dû au couplage capacitif entre deux pads, crée donc artificiellement des oscillations de la perte d'énergie en fonction de X (voir figure 2.15) dans la chambre à ionisation. Une correction basée sur un fit du spectre dans chaque zone affectée a été apportée pour limiter cet effet et améliorer quelque peu la résolution en Z notamment (chapitre 3.2.1.2).

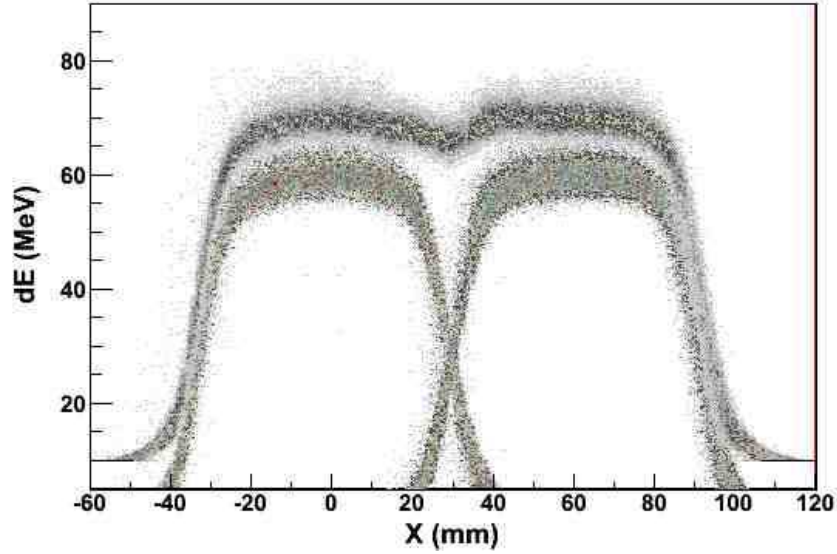


FIG. 2.14 – Charge récoltée sur deux pads de la chambre à ionisation pour un noyau d'uranium, individuellement puis en faisant la somme des deux pads (décalé de 10 MeV pour mieux visualiser) en fonction de la position X .

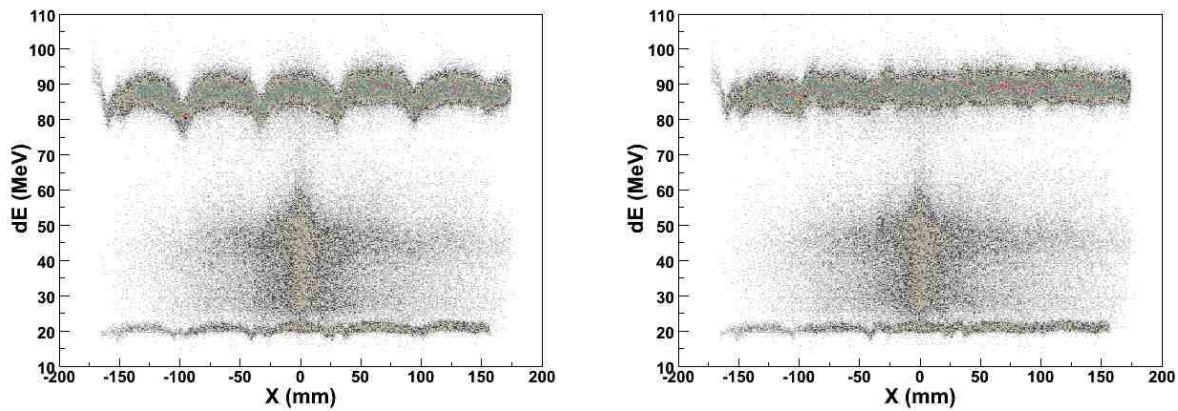


FIG. 2.15 – Perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction de la position X avant (gauche) et après (droite) correction.

2.7 Autres pertes d'énergies

Des pertes d'énergie supplémentaires se produisent dans la chambre à dérive, dans le SED ainsi que dans les fenêtres d'entrée des différents détecteurs.

Dans la chambre à dérive, les fils permettent de mesurer la perte d'énergie dans ce détecteur. Ainsi l'amplitude du signal récolté par les fils dans la chambre à dérive est proportionnelle à la perte d'énergie des particules dans le gaz. Une calibration linéaire a été réalisée en simulant la perte d'énergie de la diffusion élastique de l' ^{238}U et du ^{65}Cu . Dû à des recombinaisons d'électrons lorsque ceux-ci ont une distance élevée à parcourir dans le gaz (temps de dérive supérieur à 2200 u.a.) ou à une fenêtre temporelle du signal électrique mesuré trop petite, on a une dépendance de l'énergie mesurée en fonction du temps de dérive des électrons comme on peut le voir sur la figure 2.16. Une correction par fit polynomial a été apportée pour atténuer cet effet.

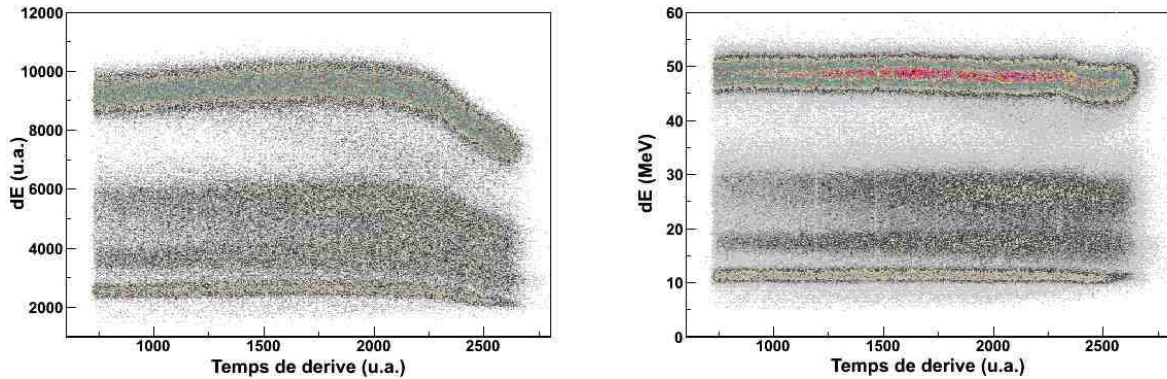


FIG. 2.16 – Perte d'énergie dans la chambre à dérive en fonction du temps de dérive des électrons avant (gauche) et après (droite) correction.

Une dépendance de la perte d'énergie existe également en fonction de la position X comme le montre la figure 2.17. Ces oscillations de la perte d'énergie sont dues à une inhomogénéité de la forme des fenêtres d'entrée du détecteur. En effet la pression du gaz (6.5mb) exerce une pression sur la fenêtre qui elle même est retenue par des fils en inox ; la fenêtre d'entrée va donc être en forme de vague. Cela va créer des distances de parcours des particules dans le gaz différentes. L'amplitude maximum mesurée dans les oscillations de la perte d'énergie en fonction de X est de l'ordre de 2 MeV, ce qui correspond à une distance parcourue différente de 7mm (en accord avec la déformation possible de la fenêtre). Un fit polynomial a été utilisé pour atténuer ces oscillations. Pour $X > 150\text{mm}$, on mesure également mal la perte d'énergie et on ne tiendra pas compte de ces événements dans la suite de l'étude.

Il faut prendre également en compte la perte d'énergie dans les fenêtres d'entrée des détecteurs. On multiplie ainsi la perte d'énergie dans les chambres à dérive par 1.55, la perte dans la chambre à ionisation par 1.395. Pour prendre en compte la perte d'énergie dans le SED, on multiplie la perte d'énergie totale (dans les chambres à dérive et la chambre à ionisation) par 1.11. Cette hypothèse de proportionnalité entre la perte d'énergie dans les chambres à gaz et les fenêtres d'entrée a été vérifiée par simulation avec le logiciel *LISE++*.

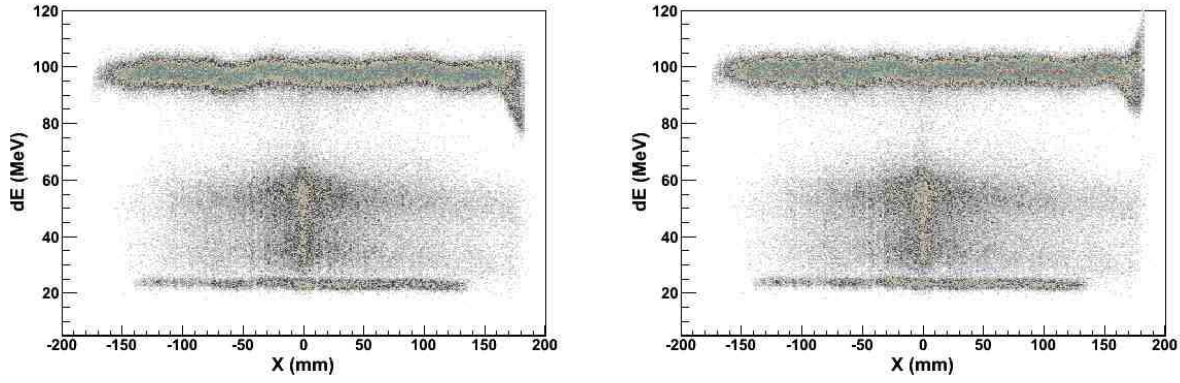


FIG. 2.17 – Perte d'énergie dans la chambre à dérive en fonction de la position X avant (gauche) et après (droite) correction.

2.8 Mur de silicium

2.8.1 Description

Le mur de Silicium est composé de trois rangées de 7 pads chacune (voir figure 2.18). Nous n'utiliserons pas les pads aux bords extérieurs (pads de couleur marron) par manque de statistique. C'est un détecteur qui, par son épaisseur arrête les particules et par ses propriétés de semi-conducteur crée un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée.

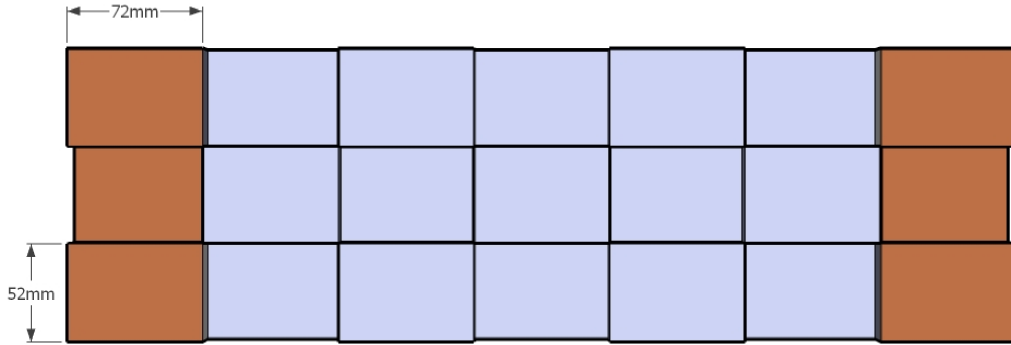


FIG. 2.18 – Mur de silicium. Les pads côte à côte sont disposés de manière décalée en profondeur (10mm). Les pads extérieurs (en marron) ne sont pas utilisés par manque de statistique.

2.8.2 Calibration de l'énergie

Cette propriété de proportionnalité entre le signal électrique et l'énergie déposée est de moins en moins vérifiée lorsqu'on augmente le numéro atomique ou l'énergie des noyaux considérés. Il existe en effet un défaut de collection d'électron ("Pulse Height Defect") qui est dû principalement à des recombinaisons d'électrons ainsi qu'à des collisions nucléaires

au sein du détecteur. Nous avons fait l'hypothèse que l'énergie de défaut de collection était proportionnelle à l'énergie mesurée, ce qui est le cas à Z constant selon la méthode citée précédemment [Tab99]. Nous avons donc fait une calibration linéaire de l'énergie récoltée dans les détecteurs Silicium, en se basant sur la diffusion élastique des noyaux d' ^{238}U et de ^{65}Cu (la méthode est semblable à celle utilisée dans le chapitre 2.6.2).

La figure 2.19 représente le spectre en énergie, obtenu après calibration, avec une cible de Plomb à l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$. L'énergie $E_{1,Pb}$ est l'énergie calibrée, elle correspond à la valeur moyenne (fit gaussien) du pic correspondant aux noyaux de Plomb. L'énergie $E_{2,Pb}$ est l'énergie déterminé selon l'expression 2.7. $m_0 = 931.5\text{MeV}$ est l'énergie d'un nucléon, $A = 208$, et V est la vitesse mesurée par le temps de vol (voir chapitre 3.1).

$$E_{2,Pb} = \frac{m_0 A V^2}{2c^2} \quad (2.7)$$

La distribution correspondante (spectre hachuré en rouge dans la figure 2.19) a été obtenue par sélection des noyaux de Plomb dans le spectre de masse. On obtient une erreur de 1% entre l'énergie calibrée et l'énergie attendue, ce qui encourage à penser que l'approximation faite est raisonnable.

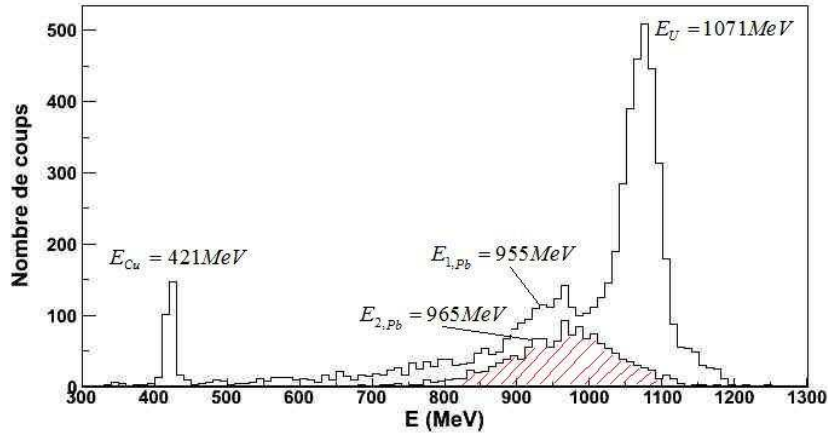


FIG. 2.19 – Spectre de l'énergie calibrée des noyaux détectés avec une cible de Plomb à l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$ (voir texte).

La figure 2.20 montre la corrélation entre l'énergie et le temps de vol de tous les évènements détectés à l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$ avec une cible d'uranium. Dans ce spectre, les noyaux de même masse se retrouvent sur une hyperbole. En décrivant ce spectre de bas en haut et de gauche à droite, les différentes zones correspondent à des noyaux de Cuivre (contaminant du faisceau), des produits de fission de l'uranium, des noyaux dans la région de masse du Plomb, des noyaux d'uranium ainsi qu'une masse fictive créée par des défauts dans les détecteurs Silicium (voir chapitre suivant). Une description plus détaillée des noyaux détectés sera faite dans le spectre de la masse en fonction du numéro atomique (chapitre 4.1.1).

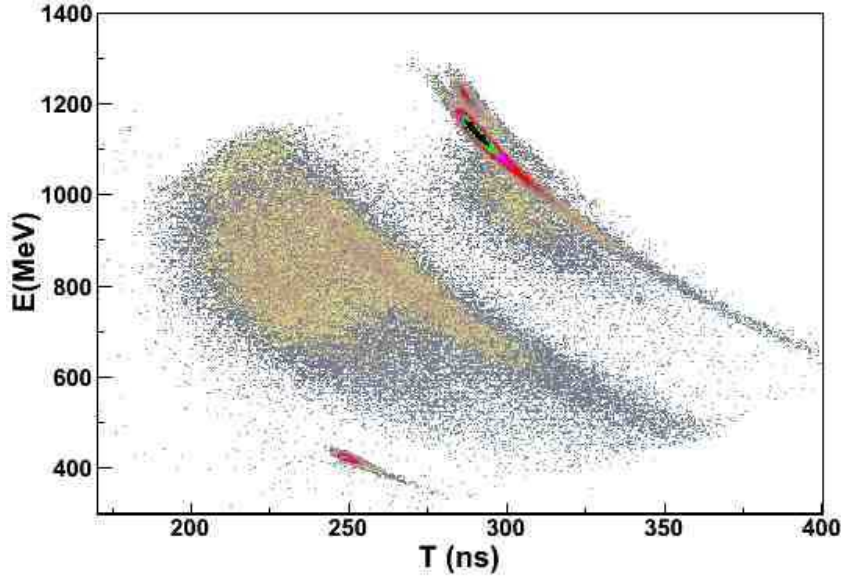


FIG. 2.20 – Spectre de l'énergie calibrée en fonction du temps de vol calibré à l'énergie $E = 7.35 \text{ AMeV}$ avec une cible d'uranium.

2.8.3 Défauts des Siliciums

Un défaut des détecteurs Silicium que l'on observe pour certains noyaux d'uranium se caractérise par une énergie mesurée supérieure dans le détecteur Silicium. Ainsi pour deux noyaux d'uranium à la même énergie, deux énergies peuvent être mesurées dans le détecteur Silicium. La figure 2.21 représente l'énergie déposée dans un détecteur Silicium par les noyaux d'uranium. On distingue très bien les deux composantes du spectre, celle centrée en $E \approx 770 \text{ u.a.}$ et celle en $E \approx 840 \text{ u.a.}$. L'intensité du pic de haute énergie est de l'ordre de 6 % (dépend du Silicium considéré) par rapport au spectre total.

Nous avons émis l'hypothèse tout d'abord que la contribution à plus haute énergie était dû à un effet de "channeling" qui se produit lorsque la direction incidente des particules entrant dans le détecteur est parallèle au plan des atomes du détecteur [Pil98]. Cette direction particulière limite en effet les pertes d'énergie de type non électromagnétique et ainsi l'énergie mesurée est plus élevée. Seulement le décalage en énergie ($\approx 100 \text{ MeV}$) ainsi que l'intensité relative du pic (voir figure 2.23) tendrait à prouver que le phénomène observé n'est pas celui décrit précédemment (d'après une discussion avec l'auteur de la référence [Pil98]).

En regardant la position de ces événements à haute énergie déposés dans le mur de Silicium, on s'aperçoit qu'ils sont localisés dans des zones bien distinctes du mur de Silicium (figure 2.22). De plus, ces zones du mur de Silicium touchées sont toujours les mêmes quelque soit l'énergie du faisceau ou la rigidité magnétique des quadripôles; ce qui encourage à penser que ces zones particulières correspondent à des zones où les détecteurs Silicium sont défectueux.

Sur la figure 2.23 est tracé le rapport des événements de haute énergie ($E > 810 \text{ u.a.}$ sur la figure 2.21) sur le nombre total d'uranium détecté (tout le spectre de la figure 2.21) en pourcentage en fonction de l'énergie du faisceau et pour différentes rigidités magnétiques de

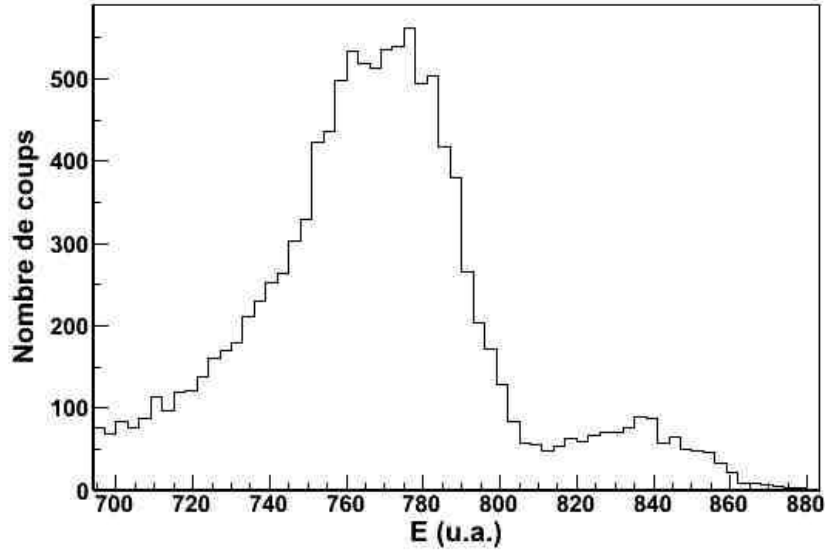


FIG. 2.21 – Spectre de l'énergie déposée dans le Silicium par les noyaux d'uranium situé au centre du mur de Silicium à l'énergie $E = 7.35 \text{ AMeV}$.

référence $B\rho_0$ imposées aux quadripôles (voir chapitre 3.3). Cette étude a été faite pour le Silicium sélectionné sur la figure 2.22. Pour vérifier que l'effet observé (figure 2.23) n'est pas propre au détecteur choisi, un autre Silicium a été étudié et le même comportement a été observé. On remarque que l'effet augmente avec l'énergie du faisceau donc avec l'énergie du noyau implanté mais également lorsqu'on diminue la rigidité de référence des quadripôles ($B\rho_0$). Le fait que cet effet dépend du $B\rho_0$ montre que l'angle d'incidence des noyaux aux détecteurs Silicium joue tout de même un rôle. On verra par la suite (chapitre 3.5.2) que le $B\rho_0$ optimal pour la détection de la diffusion élastique de l'uranium est 1.3 Tm . Ainsi pour $B\rho_0 = 1.3 \text{ Tm}$, les noyaux d'uranium vont être focalisés au niveau du mur de silicium mais pour des $B\rho_0$ plus petits, ceux-ci vont se focaliser en aval des quadripôles ; les noyaux d'uranium vont donc arriver avec un angle d'incidence plus faible au niveau du mur de Silicium. L'effet augmenterait donc lorsque les noyaux s'implantent perpendiculairement au plan du détecteur Silicium.

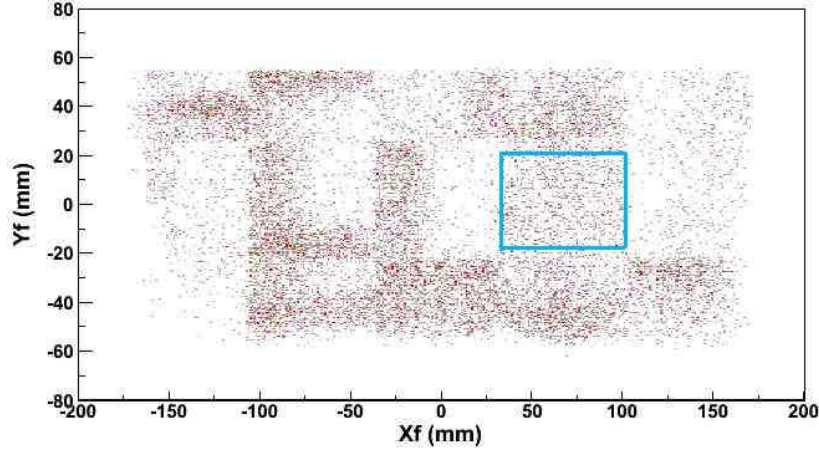


FIG. 2.22 – Spectre Y_f en fonction de X_f conditionné par les événements correspondant à des énergies plus élevées dans les détecteurs Silicium. Le rectangle bleu montre le Silicium qui est utilisé pour l'étude de la figure 2.23.

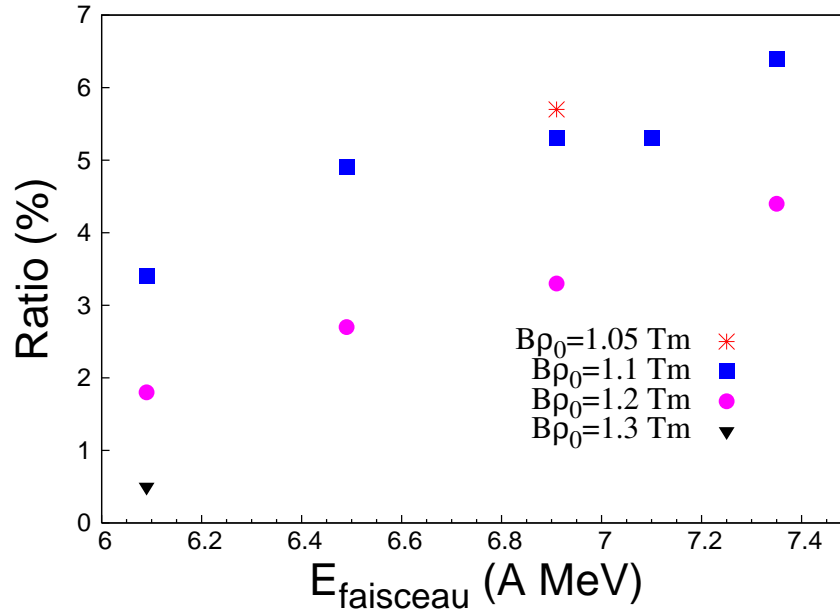


FIG. 2.23 – Pourcentage des événements correspondant à des énergies plus élevées dans un détecteur Silicium (celui sélectionné par le rectangle bleu sur la figure 2.18) par rapport au nombre total d'événements (pour les noyaux d'uranium) pour différentes rigidités magnétiques de référence.

Chapitre 3

Analyse des données

Dans ce chapitre, les différentes grandeurs physiques, évoquées dans le chapitre précédent, sont exploitées afin d'obtenir des données d'intérêt telles que l'angle de diffusion, la masse et le numéro atomique des noyaux. La rigidité magnétique des noyaux est également estimée en vue de corriger l'acceptance angulaire qui varie selon la rigidité magnétique. Les simulations cinématiques de la diffusion élastique du Cuivre et de l'uranium et des produits de fission de l'uranium sont comparées aux données.

3.1 Reconstruction des trajectoires

VAMOS est un spectromètre à large acceptance angulaire, ceci grâce aux quadripôles qui focalisent les particules vers le système de détection. Cette focalisation engendre, pour les particules, des trajectoires complexes qu'il faut reconstruire. La méthode de reconstruction des trajectoires, qui permet de déterminer les caractéristiques cinématiques $\theta, \varphi, B\rho$ et distance parcourue ("*Path*") en sortie de cible est basée sur un système d'équations polynomiales (3.1) qui relie les paramètres du plan focal des quadripôles $(X_f, Y_f, \theta_f, \varphi_f)$ aux données souhaitées. Les coefficients des polynômes sont déterminés par ajustement numérique avec les données simulées issues du code de transport ZGOUBI [Meo97] incluant les cartes de champs magnétique calculées par le programme TOSCA [Tosca]. La méthode de reconstruction est détaillée dans l'article [Pul08].

$$\begin{cases} \theta = f_1(\theta_f, \varphi_f, X_f, Y_f) \\ \varphi = f_2(\theta_f, \varphi_f, X_f, Y_f) \\ Path = f_3(\theta_f, \varphi_f, X_f, Y_f) \\ B\rho = f_4(\theta_f, \varphi_f, X_f, Y_f) \end{cases} \quad (3.1)$$

On obtient les différents paramètres au plan focal $(X_f, Y_f, \theta_f, \varphi_f)$ par régression linéaire des positions (X, Y) calculées grâce à la chambre à dérive (chapitre 2.5). Dans notre cas, VAMOS a été utilisé en mode purement quadripolaire, afin d'avoir une plus grande acceptance en $B\rho$. Seulement au centre des quadripôles, le champs magnétique est nul ; les particules ne sont donc pas déviées et cela quelque soit leur $B\rho$. On ne peut donc pas connaître le $B\rho$ des particules lorsque celles-ci passent au centre des quadripôles (pour le quadruplet de paramètres $(\theta_f, \varphi_f, X_f, Y_f) = (0, 0, 0, 0)$, tous les $B\rho$ sont possibles). De plus, dû à cette singularité au centre des quadripôles, les coefficients de l'équation du système 3.1

concernant le $B\rho(f_4)$ sont mal calculés. On verra dans le chapitre 3.3 que l'on peut estimer de manière approximative le $B\rho$ des particules d'une autre manière.

Le paramètre $Path$ qui est la distance parcourue entre la cible et le plan focal permet de calculer la vitesse selon l'expression 3.2, T étant le temps de vol défini au chapitre 2.4.2.

$$V = \frac{Path}{T} \quad (3.2)$$

3.2 Identification des noyaux

3.2.1 Numéro atomique

3.2.1.1 Théorie utilisée

Pour déterminer le numéro atomique des noyaux on considère la perte d'énergie totale ΔE dans la chambre à ionisation. Lorsque le noyau traverse le gaz (dans notre expérience du buthane C_4H_{10} à une pression de 7 mb), celui-ci va interagir avec le gaz principalement en ionisant et excitant les atomes de ce gaz et ainsi perdre de l'énergie. Ce phénomène est bien décrit par la théorie de Bethe et Bloch [Nor63]. Dans l'approximation de particules perdant peu d'énergie par rapport à leur énergie totale (8% pour l'uranium par exemple), la perte d'énergie peut être décrite selon l'expression 3.3 [Sch09]. On néglige l'évolution de la vitesse du noyau dans le gaz due à la perte d'énergie dans celui-ci.

$$\Delta E = a \times \frac{Z_{eff}^2}{V^2} \log\left(\frac{E_{e^-}}{I}\right) \quad (3.3)$$

- a est une constante de calibration
- V et Z sont la vitesse et le numéro atomique du noyau considéré.
- $Z_{eff} = \gamma Z = \sqrt{1 - e^{\frac{-0.92V}{V_0 Z^{2/3}}}} Z$ est la charge effective du noyau après équilibre dans le gaz [Zie85]; c'est en quelque sorte la charge du noyau vue par le gaz. $V_0 = 0.22 cm/ns$ est la vitesse de fermi.
- I est l'énergie d'excitation moyenne du gaz C_4H_{10} ($I = 48, 3eV$).
- $E_{e^-} = 4 \times 238 V^2$ est l'énergie cinétique de l'électron considérant une collision élastique entre le noyau et les électrons des atomes du gaz.

3.2.1.2 Résultats

La figure 3.1 montre le spectre de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction de la vitesse au carré des noyaux pour l'énergie $E = 7.35 A MeV$ avec une cible de Plomb. La dépendance de la perte d'énergie en fonction de la vitesse au carré (expression 3.3) y a été ajoutée pour les noyaux U, Pb, Sn et Cu avec la constante de calibration ajustée $a = 0.088$.

On remarque donc une très bonne représentation des données par cette méthode et on peut facilement en extraire le numéro atomique des noyaux par projection de ces lignes cinématiques. Le résultat de cette projection est montré sur la figure 3.2 où l'on remarque clairement les deux pics correspondant à la diffusion élastique du Cuivre et de l'uranium ainsi que celui des noyaux de recul de la cible de Plomb. On obtient une résolution en

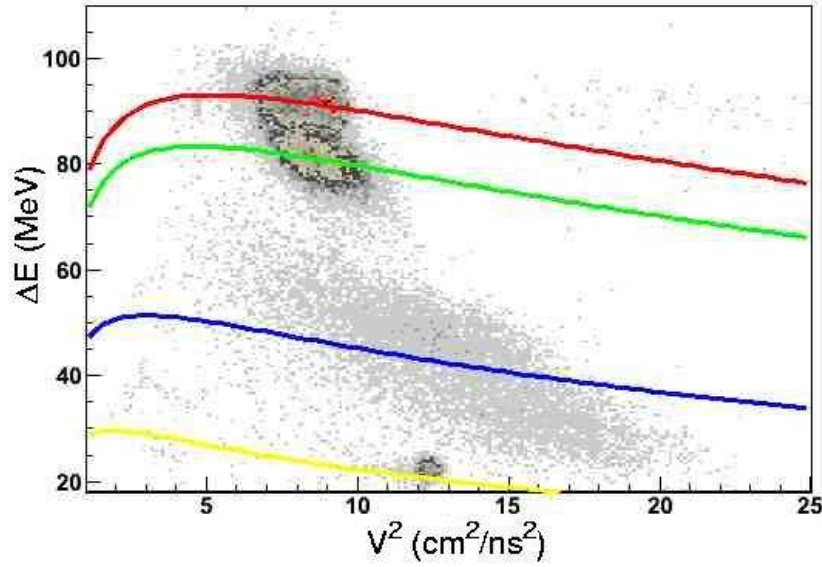


FIG. 3.1 – Perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction du carré de la vitesse des noyaux pour l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$ avec une cible de Plomb. Les lignes continues correspondent au tracé de l'expression 3.3 pour les noyaux U (rouge), Pb (vert), Sn (bleu), Cu (jaune).

Z de l'ordre de $\frac{\Delta Z}{Z} \approx 6\%$ LTMH (largeur totale à mi-hauteur) pour l'uranium diffusé élastiquement.

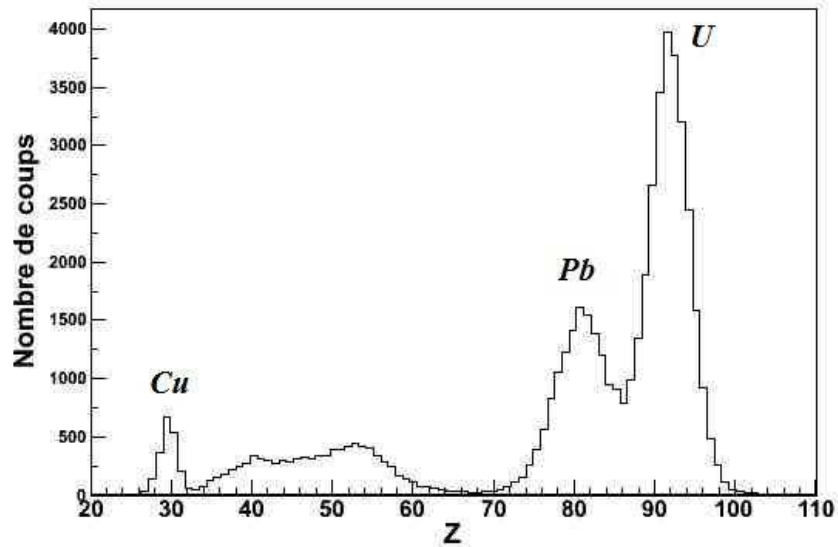


FIG. 3.2 – Numéro atomique des noyaux détectés avec une cible de Plomb à l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$.

3.2.2 Masse

La masse s'obtient selon l'expression 3.4 avec $\beta = V/c$ et E est la somme des énergies perdues dans chaque détecteur (SED, chambres à dérive, chambre à ionisation, mur de Silicium, fenêtres d'entrée des détecteurs). Les noyaux ont de manière générale une vitesse telle que $\beta \approx 0.1$, c'est à dire qu'on est à la limite de devoir prendre en compte les effets relativistes. Ils n'ont pas été pris en compte dans le calcul mais une calibration linéaire supplémentaire de la masse avec les noyaux de ^{208}Pb et ^{238}U a été effectuée pour palier au faible décalage en masse (de l'ordre de 1 unité de masse) dû aux effets relativistes.

$$A = \frac{2E}{m_0\beta^2} \quad (3.4)$$

La figure 3.3 montre le spectre de masse obtenu avec une cible de Plomb à l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$. On obtient une résolution en masse de l'ordre de $\frac{\Delta A}{A} \approx 2.5\%$ LTMH (largeur totale à mi-hauteur) pour l'uranium diffusé élastiquement.

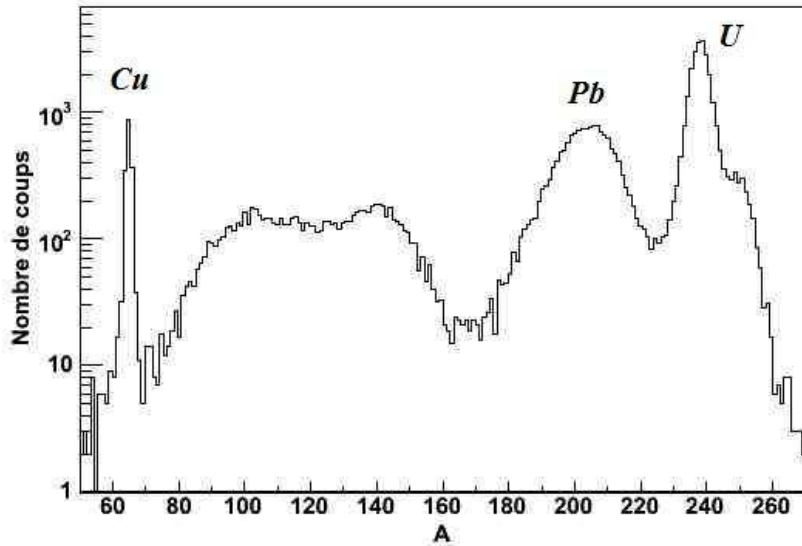


FIG. 3.3 – Masse des noyaux détectés avec une cible de plomb à l'énergie $E = 7.35A\text{MeV}$.

3.3 Rigidité magnétique

Les particules vont être soumises à l'effet des quadripôles en fonction de leur rigidité magnétique $B\rho$ comme celle définie au chapitre 2.2 mais également en fonction du champ magnétique imposé aux quadripôles qui peut être associé à une rigidité magnétique de référence $B\rho_0$. Ainsi le paramètre intrinsèque qui va directement influencer la trajectoire des particules dans les quadripôles est δ défini selon l'expression 3.5.

$$\delta = \frac{B\rho}{B\rho_0} \quad (3.5)$$

Une simulation de l'optique des quadripôles (figure 3.4) montre la dépendance de X_f par rapport à θ_f pour différentes valeurs de δ . (X_f et θ_f sont la position et l'angle des particules au niveau du plan focal des quadripôles (voir chapitre 3.1)). On remarque que les événements ayant le même δ se retrouvent en première approximation sur une droite passant par l'origine dans le spectre X_f en fonction de θ_f . En exploitant cette propriété, on peut donc en déduire le paramètre δ associé à chaque événement en connaissant le rapport θ_f/X_f . Seulement cette méthode d'estimation de δ n'est pas exacte car :

- la dépendance de X_f en fonction de θ_f n'est pas toujours linéaire (par exemple pour $\delta = 1$ sur la figure 3.4).
- au centre du spectre (pour $X_f = 0$ ou $\theta_f = 0$), il est impossible de connaître la valeur de δ , comme cela a déjà été expliqué au chapitre 3.1.

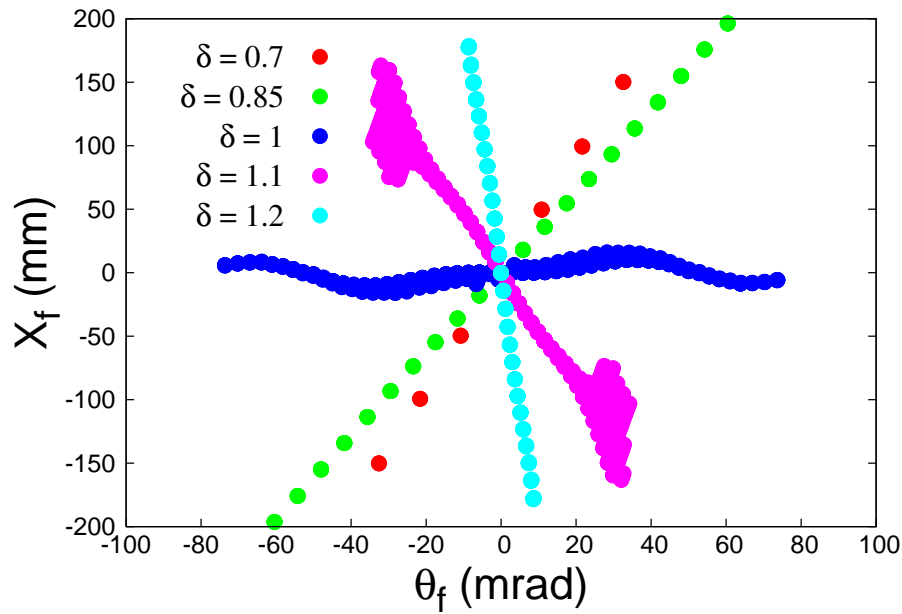


FIG. 3.4 – Simulation de l'optique des quadripôles montrant la dépendance des paramètres X_f et θ_f pour différentes valeurs de δ .

La figure 3.5 montre le spectre X_f en fonction de θ_f conditionné par les noyaux de Cuivre (sélection dans le spectre de masse par $60 < A < 70$) à l'énergie $E = 7.35 A MeV$. Les différentes lignes passant par l'origine correspondent à différents états de charge du Cuivre, donc différentes rigidités magnétiques ($B\rho$). On remarque également que la corrélation entre X_f et θ_f n'est pas toujours linéaire (par exemple $B\rho = 1.02 Tm$ sur la figure 3.5), comme le montre la simulation de la figure 3.4.

La dépendance du paramètre δ avec le rapport θ_f/X_f est de type hyperbolique comme on peut le voir sur la figure 3.6. Un fit de ce spectre a été réalisé afin d'en déterminer le paramètre δ pour chaque événement. On remarque que si θ_f est nul (au centre des quadripôles), δ va prendre des valeurs très grandes qui n'auront pas de sens physique. On ne considèrera par la suite que les événements dont le paramètre δ se situe entre 0.7 et 1.2 ce qui engendre une perte d'environ 2% des événements.

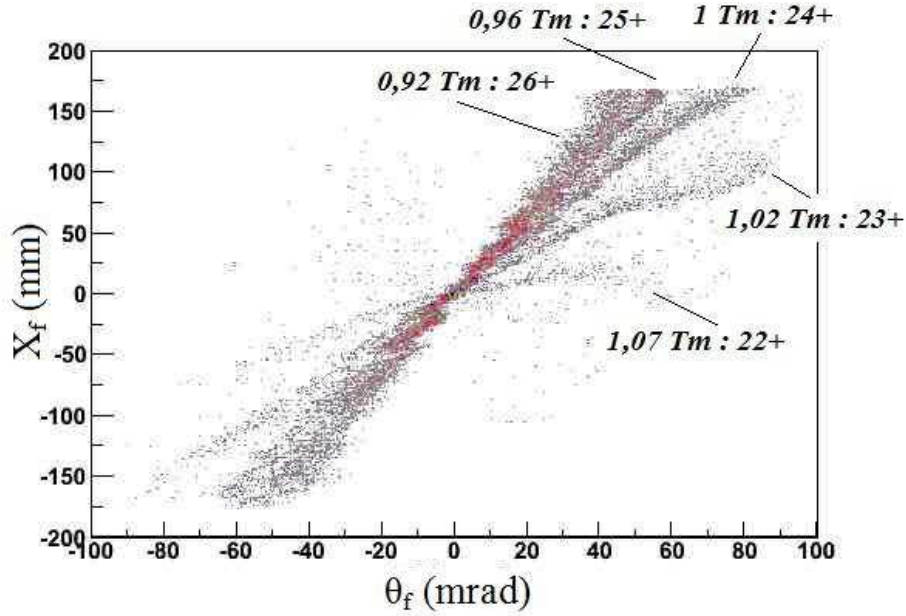


FIG. 3.5 – Spectre X_f en fonction de θ_f pour les noyaux ^{65}Cu à l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$. Le $B\rho$ ainsi que la charge correspondante des noyaux sont indiquées.

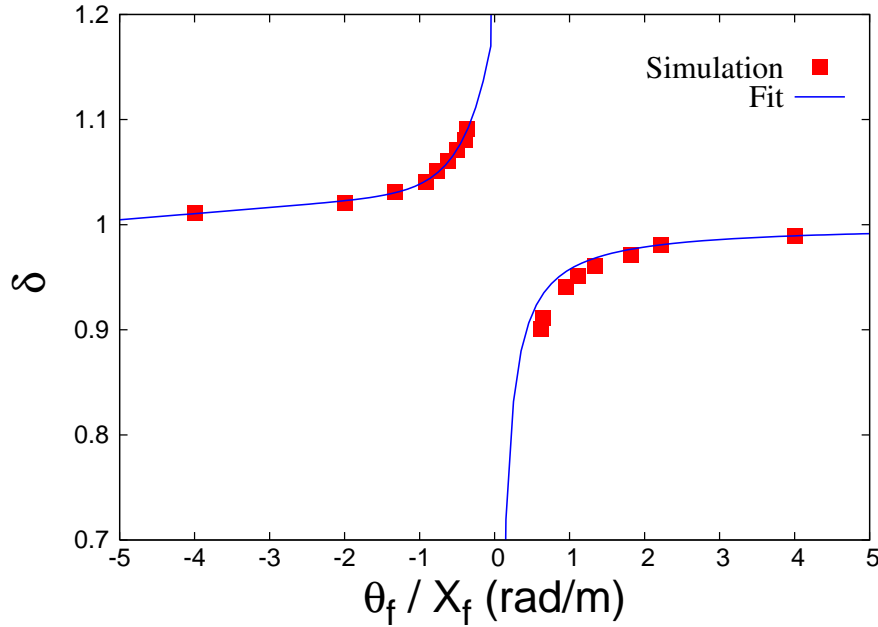


FIG. 3.6 – Simulation de la dépendance du paramètre δ en fonction du rapport θ_f/X_f et fit associé.

3.4 Acceptance

La fenêtre angulaire de détection $(\Delta\theta, \Delta\varphi)$ est en premier lieu limitée par les fentes situées entre la cible et les quadripôles à $(\pm 10^\circ, \pm 5^\circ)$, ce qui offre une ouverture angulaire de 35 mSr. Celle-ci varie également en fonction de l'ouverture spatiale des quadripôles, de la position des détecteurs et aussi du paramètre δ des particules (dû à l'optique intrinsèque

des quadripôles). Un programme de simulation, réalisé par M. Rejmund, permet de simuler l'acceptance des quadripôles (basé sur la méthode de reconstruction des trajectoires (chapitre 3.1)) prenant en compte tous ces paramètres. Pour connaître l'acceptance angulaire du système de détection, on utilise ce programme en considérant une source isotrope d'événements ayant une distribution uniforme en rigidité magnétique. Le spectre de la figure 3.7 montre le résultat obtenu, il représente l'ouverture angulaire verticale $\Delta\varphi$ (axe z du spectre) en fonction de l'angle θ et du paramètre δ (θ et φ sont les angles relatifs aux coordonnées sphériques).

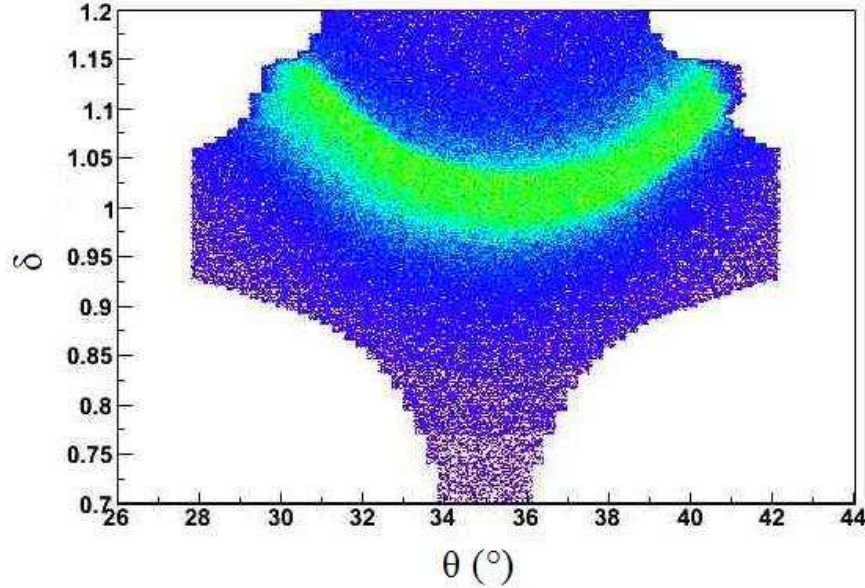


FIG. 3.7 – Simulation de l'ouverture angulaire $\Delta\varphi$ en fonction de θ et δ d'une distribution uniforme en rigidité magnétique avec une distribution angulaire isotropique. La couleur verte indique une acceptation angulaire élevée.

Pour prendre en compte la dépendance de l'acceptance angulaire avec δ , il faut normaliser le nombre de coups pour chaque couple de paramètres (θ, δ) par la valeur $\Delta\varphi$ donné par la figure 3.7. Pour cela, on réalise des fits du spectre δ en faisant des tranches en θ de 25 mrad ($\approx 1,43^\circ$) sur cette figure. La figure 3.8 représente un exemple de fit pour l'angle θ compris entre 0,589 et 0,614 rad. Ce fit permet de lisser le spectre et de supprimer les erreurs numériques.

Ensuite pour chaque événement, on regarde dans quelle tranche en angle celui-ci se situe, puis on normalise par la valeur du fit associé selon la valeur du paramètre δ de cet événement. Cette normalisation nous mène donc à une configuration où $\Delta\varphi$ est constant ($\pm 5^\circ$) pour chaque couple de paramètre (θ, δ) .

3.5 Simulations cinématiques

Les études cinématiques de ce chapitre vont comparer les données expérimentales aux simulations afin de tester la validité de la méthode d'estimation du $B\rho$ ainsi que du pro-

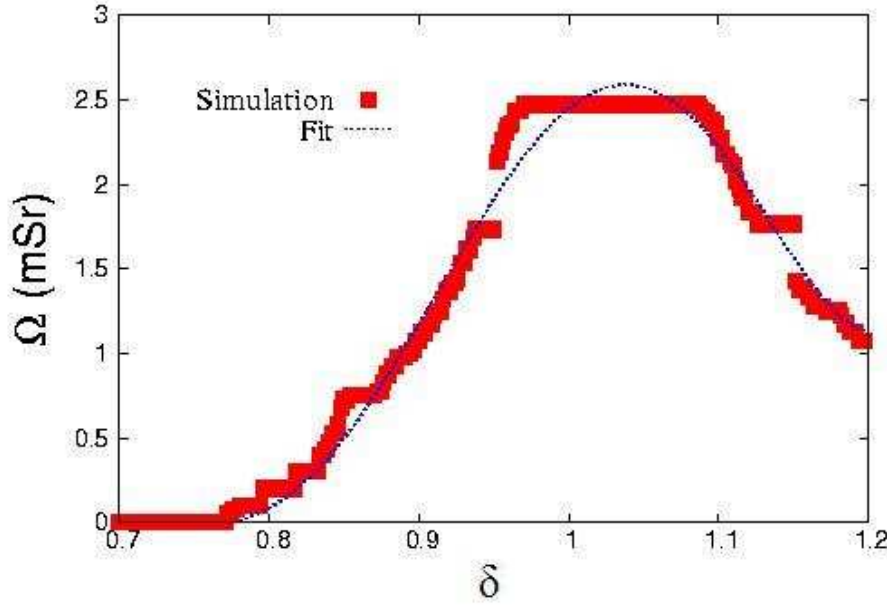


FIG. 3.8 – Projection du spectre 3.7 pour la tranche angulaire $\theta \in [0.589 : 0.614]$ radians. Un fit polynômiale de ce spectre a été réalisé.

gramme de simulation de l'acceptance dans le mode particulier de VAMOS purement quadripolaire. Une erreur globale sur la correction de cette acceptance est estimée en se basant sur la cinématique des produits de fission.

3.5.1 La diffusion élastique du Cuivre

Des noyaux de ^{65}Cu font partie du faisceau à hauteur de 20% de l'intensité totale pour l'énergie $E = 7.35 \text{ A MeV}$ (chapitre 2.1). L'étude cinématique de la diffusion élastique de ces noyaux à cette énergie peut donc être réalisée. Pour simuler la cinématique de la diffusion élastique du ^{65}Cu , l'angle φ est choisi selon une distribution uniforme avec $\varphi \in [0 : 2\pi]$ et l'angle $\bar{\theta}$ dans le centre de masse pondéré par la distribution de diffusion élastique de Rutherford avec $\bar{\theta} \in [0 : \pi]$. φ et $\bar{\theta}$ sont à considérer dans le système de coordonnées sphériques.

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin(\frac{\bar{\theta}}{2})^4} \quad (3.6)$$

Par conservation de l'impulsion, on calcule la vitesse du centre de masse V_e du système $\text{Cu} + U$ selon l'expression 3.7 (voir l'annexe A).

$$V_e = \frac{A_1 V_{faisceau}}{A_1 + A_2} \quad (3.7)$$

$A_1 = 65$ est la masse de ^{65}Cu , $A_2 = 238$ est la masse de ^{238}U et $V_{faisceau} = 3.74 \text{ cm/ns}$; on obtient ainsi $V_e = 0.803 \text{ cm/ns}$. La vitesse du centre de masse V_e permet de déterminer la vitesse \bar{V} des noyaux de ^{65}Cu dans le centre de masse selon l'expression 3.8, ce qui donne $\bar{V} = 2.94 \text{ cm/ns}$.

$$\bar{V} = V_{\text{faisceau}} - V_e \quad (3.8)$$

On en déduit finalement la vitesse V et l'angle de diffusion θ dans le système du laboratoire selon les expressions 3.9 et 3.10 (voir annexe A), nécessaire pour la simulation.

$$V = \sqrt{\bar{V}^2 + V_e^2 + 2\bar{V}V_e \cos(\bar{\theta})} \quad (3.9)$$

$$\theta = \text{atan}\left(\frac{\sin(\bar{\theta})}{\cos(\bar{\theta}) + \frac{V_e}{V}}\right) \quad (3.10)$$

La distribution en état de charge q est calculée selon la méthode de SHIMA [Shi82], il dépend de la vitesse V , du numéro atomique Z du ^{65}Cu et du numéro atomique de la cible Z_T (ici $Z = 29$ et $Z_T = 92$).

$$\begin{cases} q = Z(1 - e^{-1.25G+0.32G^2-0.11G^3})(1 - 0.0019(Z_T - 6)\sqrt{G} + 1e^{-5}(Z_T - 6)^2)G \\ G = \frac{V}{0.36Z^{0.45}} \end{cases} \quad (3.11)$$

Les figures 3.9 (gauche et droite) montrent les spectres δ en fonction de θ correspondant respectivement aux données expérimentales et aux résultats de la simulation. Pour la simulation, différentes lignes (états de charge du ^{65}Cu , indiqués sur la figure) sont bien distinctes. Celles-ci sont également apparentes dans le spectre des données mais moins nettement, surtout lorsqu'on se rapproche de l'angle $\theta = 35^\circ$ où le $B\rho$ est mal calculé (voir chapitre 3.3). On remarque tout de même que la valeur du $B\rho$ calculé est relativement proche de celle simulée pour les différents états de charge, ce qui rend acceptable le principe de la méthode expliquée au chapitre 3.3 permettant de calculer le $B\rho$. Nous allons maintenant faire cette même étude pour la diffusion élastique de l' ^{238}U .

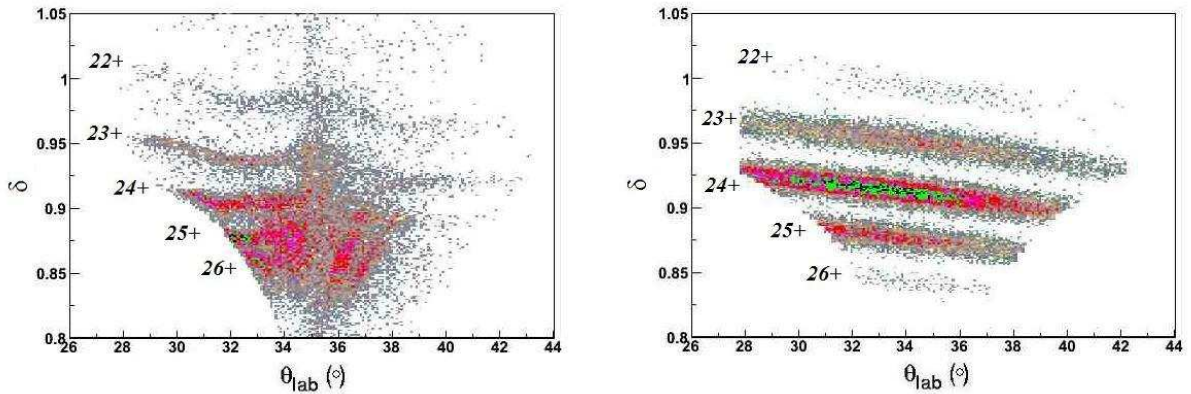


FIG. 3.9 – Spectre δ en fonction de θ expérimental (gauche) et simulé (droite) des noyaux de Cuivre pour l'énergie $E = 7.35 \text{ AMeV}$ et une rigidité magnétique de référence $B\rho_0 = 1.1 \text{ Tm}$.

3.5.2 La diffusion élastique de l'uranium

Dans ce chapitre, la diffusion élastique de ^{238}U est étudiée de la même manière que dans le chapitre précédent pour deux énergies, $E = 6.09\text{A MeV}$ et $E = 7.35\text{A MeV}$. L'angle φ est choisi selon une distribution uniforme avec $\varphi \in [0 : 2\pi]$ et $\bar{\theta}$ pondéré par la distribution de diffusion élastique de Rutherford (équation 3.6) avec $\theta \in [0 : \pi]$. La vitesse d'entraînement (du centre de masse) et la vitesse du noyau d'uranium dans le centre de masse se calculent selon les expressions 3.7 et 3.8 avec $A_1=A_2=238$ et $V_{\text{faisceau}} = 3.41\text{ cm/ns}$ (pour l'énergie $E = 6.09\text{A MeV}$) ou $V_{\text{faisceau}} = 3.75\text{ cm/ns}$ (pour l'énergie $E = 7.35\text{A MeV}$); on obtient ainsi $\bar{V}=V_e=1.705\text{ cm/ns}$ ($E = 6.09\text{A MeV}$) et $\bar{V}=V_e=1.873\text{ cm/ns}$ ($E = 7.35\text{A MeV}$). On détermine ensuite V et θ selon les expressions 3.9 et 3.10.

La figure 3.10 représente la distribution en $B\rho$ issue de la simulation de l'uranium diffusé élastiquement pour l'ouverture angulaire $\theta \in [30 : 40]^\circ$ et $\varphi \in [-5 : 5]^\circ$ sans avoir pris en compte l'acceptance en rigidité magnétique ($B\rho$) des quadripôles. Les flèches correspondent à l'acceptance en rigidité magnétique des quadripôles pour des rigidités magnétiques de référence ($B\rho_0$) différentes; les flèches violettes ($B\rho \in [0.77, 1.32]$) indiquent celle pour un $B\rho_0$ de 1.1 Tm et les flèches noires ($B\rho \in [0.91, 1.56]$) celle pour un $B\rho_0$ de 1.3 Tm. On remarque donc que la diffusion élastique de l'uranium a une cinématique qui est mieux transmise dans le spectromètre pour un $B\rho_0$ de 1.3 Tm pour les deux énergies $E = 6.09\text{A MeV}$ et $E = 7.35\text{A MeV}$.

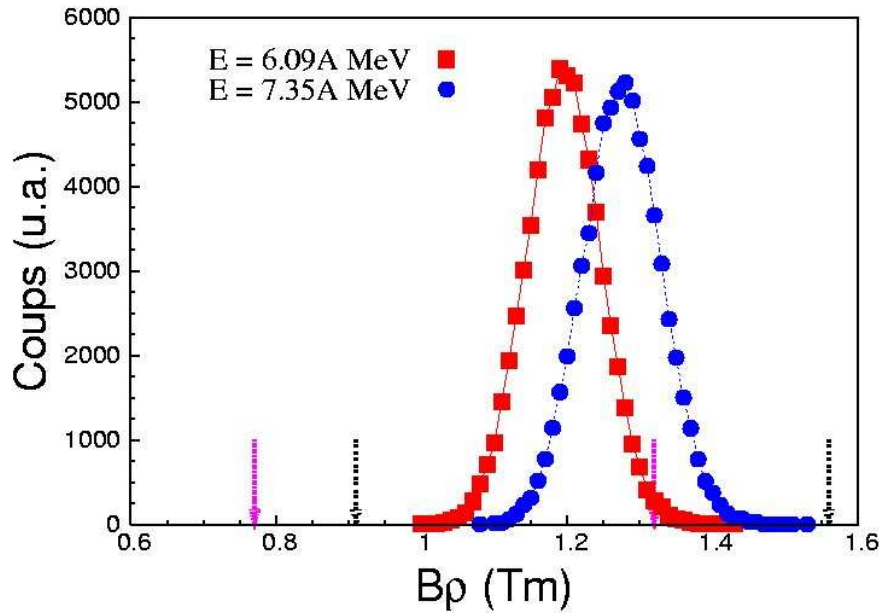


FIG. 3.10 – Simulation de la distribution du $B\rho$ de la diffusion élastique de l'uranium aux énergies $E = 6.09\text{A MeV}$ et $E = 7.35\text{A MeV}$. L'acceptance des quadripôles n'a pas été pris en compte. Les flèches montrent les limites de l'acceptance (noires : $B\rho_0 = 1.3\text{Tm}$, violettes : $B\rho_0 = 1.1\text{Tm}$).

Les figures 3.11 (gauche et droite) représentent respectivement les spectres bidimensionnels du paramètre δ en fonction de l'angle θ issus des données et d'après la simulation pour l'énergie $E=6.09\text{A MeV}$ avec une rigidité magnétique $B\rho_0$ de référence égale à 1.3 Tm. Cette fois l'acceptance a été prise en compte dans la simulation, afin de comparer avec

les données expérimentales. La simulation montre de nombreux états de charge différents de l'uranium. Certains d'entre eux peuvent être séparés dans le spectre des données, notamment pour des angles θ petits. Globalement, même si la résolution en δ n'est pas aussi bonne dans toutes les zones du spectre, l'estimation de ce paramètre est encore une fois acceptable.

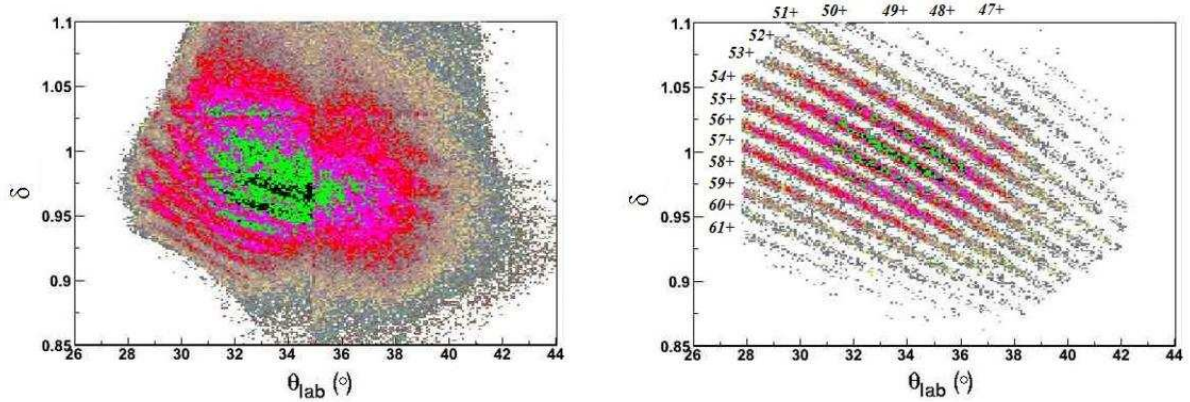


FIG. 3.11 – Spectre δ en fonction de θ expérimental (gauche) et simulé (droite) de la diffusion élastique de l'uranium pour l'énergie $E = 6.09 A \text{ MeV}$ et une rigidité magnétique de référence $B\rho_0 = 1.3 \text{ Tm}$.

3.5.3 Les produits de fission

Les produits de fission couvrent toute l'acceptance en rigidité magnétique offerte par les quadripôles pour $B\rho_0 = 1.1 \text{ Tm}$ ($B\rho \in [0.77, 1.32]$). En simulant la cinématique des produits de fission et en comparant cette simulation avec les données, on pourra en déduire une erreur globale due à la correction de l'acceptance. Cette étude est faite à l'énergie la plus faible $E = 6.09 A \text{ MeV}$ pour que la réaction produisant les produits de fission détectés soit principalement la fission de l'uranium après excitation coulombienne et limiter la fission séquentielle des noyaux plus lourds (la simulation cinématique est plus complexe).

Pour cela, on considère au préalable une distribution de masse des produits de fission constituée de deux gaussiennes de même surface et d'écart type $\sigma = 9$ (même largeur que celle obtenue expérimentalement à l'énergie $E = 6.09 A \text{ MeV}$), l'une centrée en $A = 140$, l'autre en $A = 98$. L'énergie cinétique totale E_{cm} (dans le centre de masse du noyau fissionnant) des fragments de fission d'un noyau peut être estimée par l'énergie de répulsion coulombienne existante entre ces fragments [Vio66]. Elle se calcule de la manière suivante selon l'expression 3.12.

$$E_{cm}(\text{MeV}) = \frac{1.44 \times Z_1 Z_2}{1.16 \times (A_1^{1/3}(1 + \frac{2\beta_1}{3}) + A_2^{1/3}(1 + \frac{2\beta_2}{3})) + d} \quad (3.12)$$

avec $\beta_1 = \beta_2 = 0.625$ qui sont des paramètres relatifs à la déformation quadripolaire des fragments au moment de la scission et $d = 2 \text{ fm}$ qui représente la distance entre le bout des deux fragments [Wil76]. Dans notre cas, $A_2 = 238 - A_1$ et on détermine Z_i selon l'expression 3.13 qui est un fit de la vallée de stabilité des noyaux. On considère donc que

les fragments de fission émis suivent cette vallée de stabilité, ce qui n'est pas correcte mais l'hypothèse faite est acceptable dans la cadre de cette simulation.

$$Z_i = \frac{A_i}{1.98 + 0.0155A_i^{2/3}} \quad i = \{1, 2\} \quad (3.13)$$

Par conservation de l'impulsion, on en déduit la vitesse V_{CM} du fragment considéré dans le centre de masse (expression 3.14).

$$V_{CM} = \sqrt{\frac{2c^2 A_2 E_{cm}}{m_0 A_1 (A_1 + A_2)}} \quad (3.14)$$

Les produits de fission que l'on détecte proviennent de la fission de noyaux d'uranium qui ont préalablement diffusé dans la cible d'uranium. Pour simuler la cinématique des produits de fission, on détermine tout d'abord les paramètres (θ, φ, V_e) du noyau d'uranium fissionnant. Pour cela, la même procédure qu'au chapitre 3.5.2 est utilisé.

On choisit également aléatoirement et uniformément les angles θ_{CM} et φ_{CM} tels que $\cos(\theta_{CM}) \in [-1 : 1]$ et $\varphi_{CM} \in [0 : \pi]$ correspondant aux angles du fragment de fission que l'on considère dans le repère lié au noyau d'uranium fissionnant (x', y', z') (voir figure 3.12) de manière à ce que les produits de fission soient émis de manière isotropique dans ce même repère. On peut en déduire la vitesse V du fragment de fission dans le système du laboratoire (équation 3.15) ainsi que les coordonnées de ce vecteur vitesse dans le repère (x', y', z') (équation 3.16)

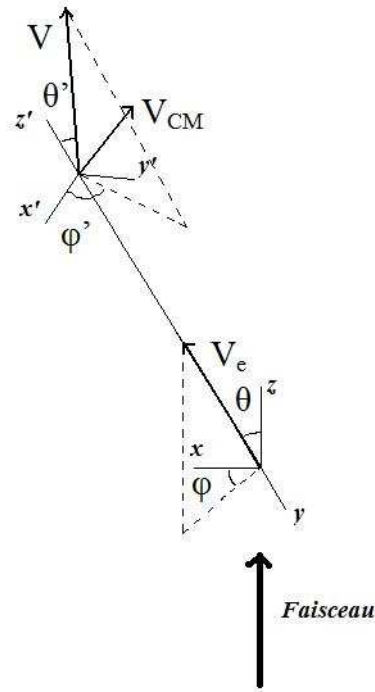


FIG. 3.12 – Schéma du système de coordonnées lié au noyau fissionnant (x', y', z') et celui lié à la direction incidente du faisceau (x, y, z)

$$V = \sqrt{V_{CM}^2 + V_e^2 + 2V_{CM}V_e \cos(\theta_{CM})} \quad (3.15)$$

$$\begin{cases} V_{x'} = \sin(\theta_{CM})\cos(\varphi_{CM})V_{CM} \\ V_{y'} = \sin(\theta_{CM})\sin(\varphi_{CM})V_{CM} \\ V_{z'} = \cos(\theta_{CM})V_{CM} + V_e \end{cases} \quad (3.16)$$

La méthode de reconstruction qui tient compte de l'acceptance des quadripôles nécessite d'avoir les coordonnées sphériques du vecteur vitesse (V, θ_L, φ_L) dans le système du laboratoire et plus précisément dans le repère (x, y, z) lié à la direction incidente du faisceau. Pour cela une rotation d'angle $-\varphi$ autour de l'axe z' puis une rotation d'angle $-\theta$ autour de l'axe y' doivent être effectuées (équation 3.17).

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \sin(\varphi) & 0 \\ -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{x'} \\ V_{y'} \\ V_{z'} \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

On obtient ainsi :

$$\begin{cases} \theta_L = \arccos\left(\frac{V_z}{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}}\right) \\ \varphi_L = \arctan\left(\frac{V_y}{V_x}\right) \end{cases} \quad (3.18)$$

L'état de charge q des produits de fission a été calculé selon la méthode de Shima selon l'équation 3.11.

Après avoir pris en compte l'acceptance des quadripôles, on peut comparer le résultat de cette simulation avec les données expérimentales. Les distributions en masse et en vitesse normalisées des produits de fission sont comparées respectivement sur les figure 3.13 et figure 3.14.

On remarque une très bonne correspondance entre la simulation et les données, tant pour la distribution en masse des fragments de fission et notamment au niveau du rapport de la hauteur des deux bosses de cette distribution que pour leur distribution en vitesse. Ce qui implique que la cinématique des produits de fission est bien comprise et que la prise en compte de l'acceptance des quadripôles est également bien simulée. Par contre, si l'on regarde le résultat pour le paramètre δ (figure 3.15), les spectres simulé et issu des données sont bien différents. La cinématique étant bien comprise (la simulation et les données sont comparables), la comparaison des valeurs du paramètre δ pour différents couples de valeurs (A, V) nous permet de calculer l'erreur quadratique Δ sur l'estimation du paramètre δ selon l'expression 3.19; la statistique étant très faible pour l'énergie $E = 6.09 \text{ AMeV}$, seuls douze couples de valeurs (A, V) ont été considérés pour calculer cette erreur (donc $N = 12$ dans l'expression 3.19). Le calcul donne une erreur quadratique de 0,021 sur la valeur du paramètre δ . Cette erreur engendre directement une erreur associée à la prise en compte de l'acceptance; la pente de la courbe sur la figure 3.8 montre cette corrélation. La pente variant selon le paramètre δ de l'évènement, nous allons prendre en compte la pente maximale afin d'obtenir une erreur maximale sur l'acceptance. Cette erreur sur la correction de l'acceptance est ainsi estimée à 20%.

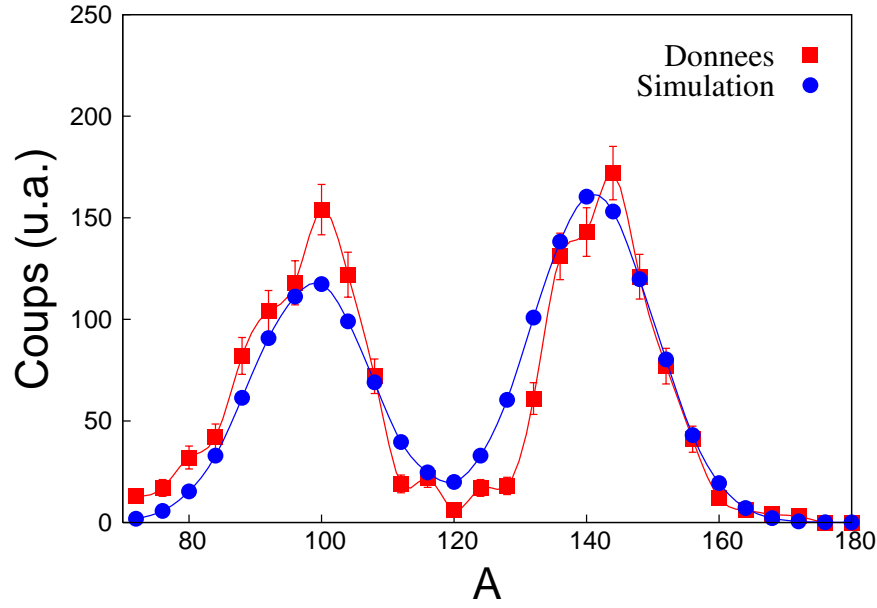


FIG. 3.13 – Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation de la distribution en masse des fragments de fission de l'uranium à l'énergie de faisceau $E = 6.09 A \text{ MeV}$. Les erreurs dues à la statistique sont indiquées.

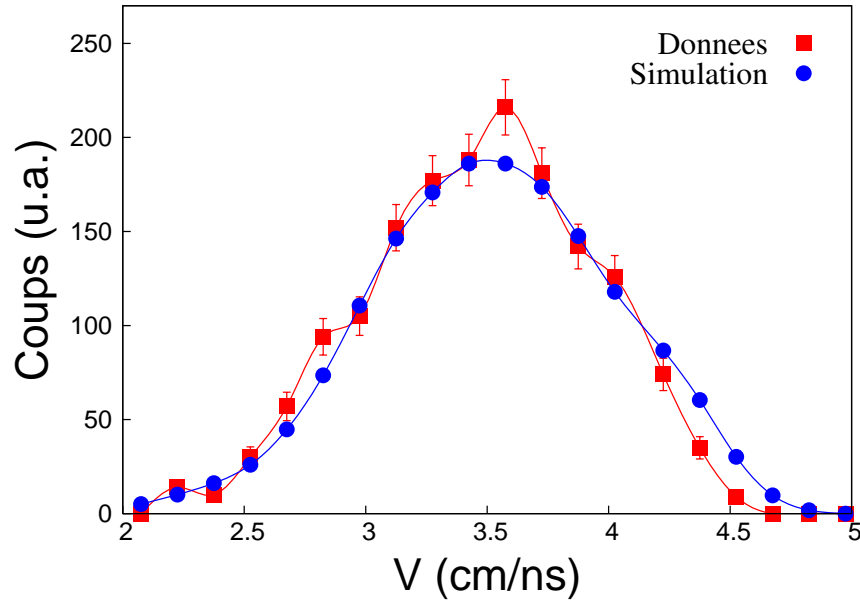


FIG. 3.14 – Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation de la distribution en vitesse des fragments de fission de l'uranium à l'énergie de faisceau $E = 6.09 A \text{ MeV}$. Les erreurs dues à la statistique sont indiquées.

$$\Delta = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\delta_{\text{données}} - \delta_{\text{simulation}})^2} \quad (3.19)$$

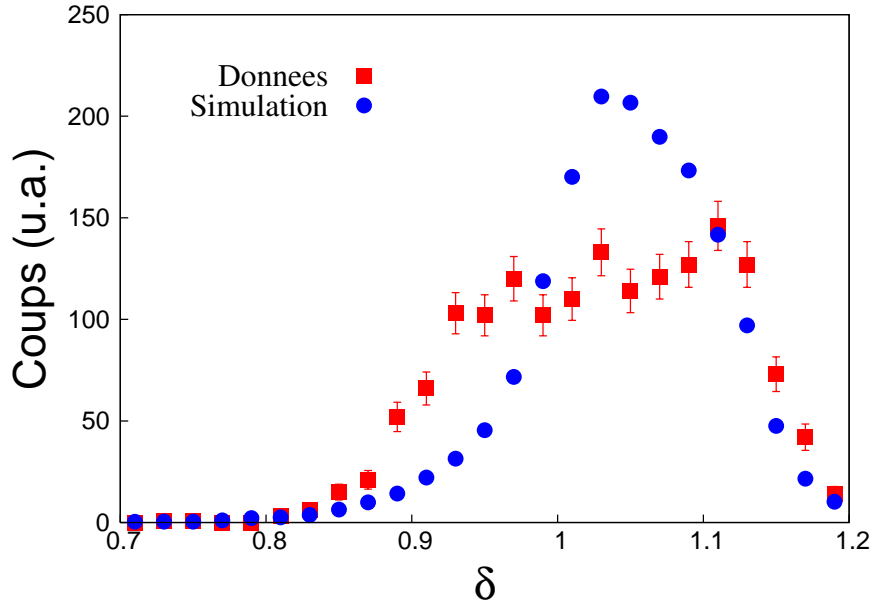


FIG. 3.15 – Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation de la distribution du paramètre δ des fragments de fission de l' ^{238}U à l'énergie de faisceau $E = 6.09 \text{ A MeV}$. Les erreurs dues à la statistique sont indiquées.

3.6 Calcul de sections efficaces

La méthode de calcul de la section efficace est basée sur la diffusion élastique de l'uranium. On considère donc une zone angulaire $\theta \in [36 : 38]^\circ$ et $\varphi \in [-5 : 5]^\circ$ ($\Omega = 3.7 \text{ mSr}$) où les particules se situent loin des bords des quadripôles (où le comportement des quadripôles est un peu plus exotique et ainsi la trajectoire des particules moins bien simulée), ni au centre des quadripôles (où le $B\rho$ est mal estimé). La section efficace absolue est définie comme suit (équation 3.20) en fonction de la section efficace différentielle ($d\sigma/d\Omega$: valeur de σ dans l'angle solide $d\Omega$).

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (3.20)$$

On calcule tout d'abord la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ de Rutherford de diffusion de l'uranium sur une cible d'uranium à l'angle $\theta = 37^\circ$ avec le logiciel *LISE++*. En considérant que $d\sigma/d\Omega$ est constant sur l'intervalle angulaire $\theta \in [36 : 38]^\circ$, on calcule la section efficace intégrée dans l'angle solide voulu ($\theta \in [36 : 38]^\circ$ et $\varphi \in [-5 : 5]^\circ$) dont les valeurs sont données dans le tableau 3.1.

Dans le tableau 3.1 est également indiqué le pourcentage de cette section efficace que l'on doit considérer pour pouvoir la comparer aux données. En effet, à cause de l'acceptance en $B\rho$ des quadripôles, tous les états de charge possibles de l'uranium ne sont pas acceptés et détectés, une petite correction (quelques pourcents) sur la valeur de σ doit donc être apportée. La figure 3.16 montre une simulation de la distribution du $B\rho$ de la diffusion élastique de l'uranium pour l'énergie $E = 7.35 \text{ A MeV}$. La partie hachurée correspond donc

E (A MeV)	6.09	6.49	6.91	7.1	7.35
σ (mb)	16.05	14.14	12.46	11.8	10.99
%	99.93	99.58	98.32	97.15	94.7

TAB. 3.1 – Section efficace de la diffusion élastique de l’uranium dans l’angle solide $\theta \in [36 : 38]^\circ, \varphi \in [-5 : 5]^\circ$ pour différentes énergies. Le pourcentage indiqué correspond au pourcentage de cette section efficace que l’on doit considérer pour la comparer aux données expérimentales (voir texte).

à la partie de la distribution non détectée qui représente ici environ 5.3% de la distribution totale.

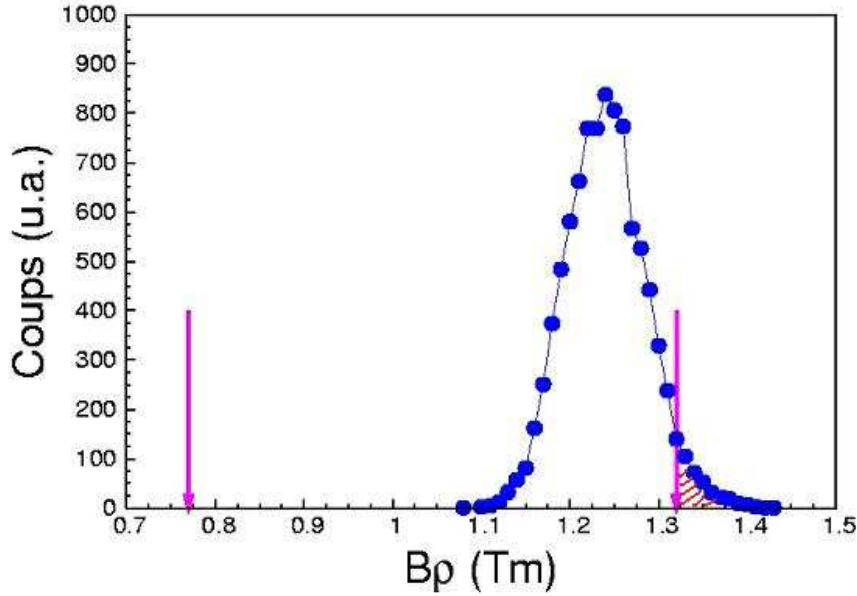


FIG. 3.16 – Simulation de la distribution de $B\rho$ de la diffusion élastique de l’uranium à l’énergie $E = 7.35 A MeV$. Les flèches représentent les limites de l’acceptance pour une rigidité magnétique de référence $B\rho_0 = 1.1 Tm$.

La méthode consiste à déterminer quel est le nombre d’évènement associé à cette section efficace. Après avoir pris en compte l’acceptance, on fait donc une sélection des évènements avec les conditions $\theta \in [36 : 38]^\circ, \varphi \in [-5 : 5]^\circ$ et $A \in [236 : 240]$ afin d’obtenir un nombre d’évènements qui correspond à la diffusion élastique de l’uranium dans l’angle solide voulu. Le rapport de la section efficace calculée précédemment et de ce nombre d’évènements nous donne le coefficient multiplicatif qui transforme un nombre d’évènement en section efficace (mb). Cette section efficace obtenue n’est pas absolue et est valable pour l’ouverture angulaire $\theta \in [30 : 40]^\circ$ et $\varphi \in [-5 : 5]^\circ$ pour laquelle l’évènement de rigidité magnétique $B\rho$ est accepté (voir figure 3.7).

Chapitre 4

Résultats

Dans ce chapitre les résultats expérimentaux concernant la réaction $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ sont présentés. Dans un premier temps, nous montrerons la carte des noyaux détectés en leur associant un mécanisme de réaction. Nous calculerons ensuite l'énergie cinétique qui est perdue lors de la collision notamment pour les réactions de transfert, réactions qui impliquent la formation du système géant $^{476}184$. La déformation de ce dernier au moment de sa décroissance ainsi que son temps de vie seront estimés. Nous comparerons certains résultats avec le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag06].

4.1 Noyaux détectés d'intérêt

4.1.1 Carte des noyaux et mécanismes de réaction

L'identification des noyaux réalisée dans le chapitre 3.2 précédent nous permet de tracer la carte des noyaux (masse en fonction du numéro atomique) détectés par le dispositif expérimental décrit au chapitre 2. La figure 4.1 montre ce résultat pour l'énergie $E = 7.35\text{A MeV}$. La diversité des noyaux détectés est importante ; des noyaux de la masse du Cuivre ($A = 65$) jusqu'à l'Uranium ($A = 238$) sont en effet détectés. Pour l'analyse de cette figure, il faut tenir compte des résolutions en A et Z respectivement de 2.5% et 6% LTMH pour l'uranium diffusé élastiquement (voir chapitre 3.2). Différentes régions de la carte des noyaux sont peuplées, chacune correspondant à des mécanismes de réaction différents :

- $A \approx 65$, $Z \approx 29$: diffusion élastique et quasi-élastique de ^{65}Cu (contaminant du faisceau).
- $70 < A < 180$, $30 < Z < 70$: produits de fission issus principalement de l'uranium fissionnant après excitation et dans une moindre mesure de noyaux lourds excités (de masse proche de ^{238}U) obtenus par réaction de transfert.
- $A \approx 238$, $Z \approx 92$: diffusion élastique et quasi-élastique de ^{238}U .
- $A \approx 255$, $Z \approx 92$: noyaux de masse fictive créés par des défauts des détecteurs silicium. (voir chapitre 2.8.3).
- $190 < A < 230$, $75 < Z < 92$: noyaux obtenus par transfert de nucléons entre les deux noyaux d' ^{238}U pendant la formation du système géant.
- pour tout A , $Z \approx 92$: noyaux de masse fictive correspondant à des défauts de mesure

de l'énergie dans les détecteurs Silicium du plan focal (voir chapitre 4.1.2 suivant) et également de réactions des noyaux d'Uranium avec les noyaux Silicium du détecteur.

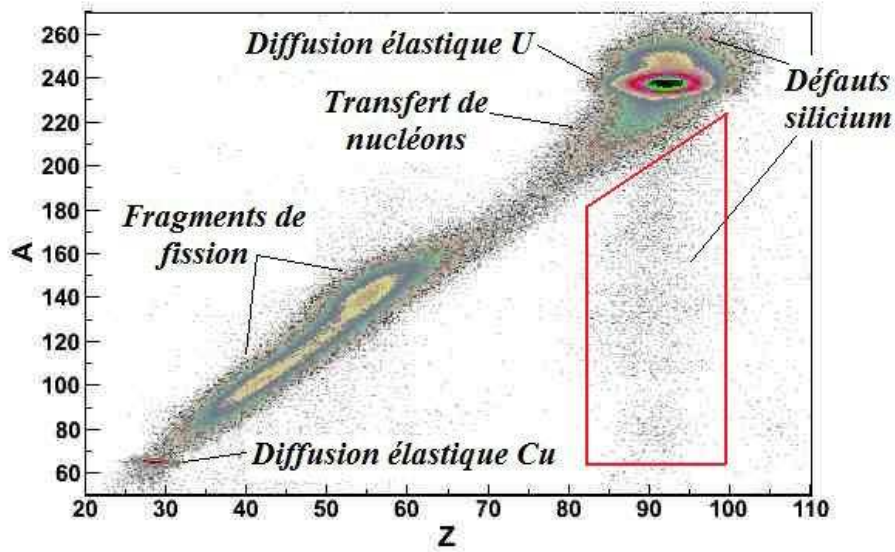


FIG. 4.1 – Carte des noyaux détectés (spectre de la masse A en fonction du numéro atomique Z) pour l'énergie $E = 7.35A \text{ MeV}$. Les mécanismes de réaction associés aux noyaux détectés sont indiqués.

Quand le système géant est formé, un transfert de nucléons se produit entre les deux noyaux initiaux. Celui-ci peut donc décroître en deux fragments de masse différente, l'un plus léger que l' ^{238}U , l'autre plus lourd. On va voir dans le chapitre 4.2.2 que les réactions de transfert sont corrélées à une perte d'énergie cinétique importante, celle-ci se transformant en énergie d'excitation et en déformation des produits de réaction. Les produits de réaction vont donc être très excités et peuvent fissionner immédiatement, juste après la décroissance du système géant ; c'est la fission séquentielle. Ils peuvent également décroître par émission de particules (neutrons, protons, alpha...). Le partage de l'énergie d'excitation des produits de réaction est grosso modo proportionnelle à leur masse ; le noyau le plus lourd va donc fissionner d'autant plus facilement. Former des noyaux plus lourds que l' ^{238}U sans que ceux-ci ne fissionnent est donc peu probable. De plus, la région de la carte des noyaux que peupleraient ces noyaux plus lourds que l' ^{238}U est confondue avec celle des défauts de Silicium ($A \approx 255$, $Z \approx 92$) mais également avec celle de l' ^{238}U lui même dû à une mauvaise résolution en Z . L'étude de la production de noyaux plus lourds que l' ^{238}U est donc compromise.

Dans le cadre de l'étude du système géant $^{476}_{184}\text{U}$, on s'intéressera principalement, dans la suite de ce chapitre, aux noyaux issus de réactions de transfert, puisque un transfert de nucléons nécessite la formation du système géant ; on peut donc obtenir des informations sur celui-ci. Dans la région de masse $180 < A < 190$, la distribution des noyaux issus de réactions de transfert et celle des produits de fission de $^{238}\text{U}^*$ se recouvrent, il est difficile de séparer ces deux processus ; on ne considérera donc pas cette région de masse. On focalisera

ainsi notre étude dans la région de la carte des noyaux $190 < A < 230$.

Cependant, on remarque que les évènements produits par les défauts de Silicium (zone encadrée en rouge et au delà pour $Z \approx 92$) se superposent aux évènements correspondant aux réactions de transfert dans le spectre A fonction de Z . Ils sont produits par une mauvaise mesure de l'énergie dans les détecteurs Silicium. Il faut donc prendre en compte ces évènements factices et les supprimer au mieux, ce qui fait l'objet du chapitre 4.1.2 suivant.

4.1.2 Evènements factices

Dans le cas où les évènements vrais issus de réaction de transfert ont une statistique bien supérieure au nombre d'évènements factices, comme c'est le cas pour l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$ (figure 4.1), on peut ne pas tenir compte de ces évènements factices. Cela n'est plus le cas à plus faible énergie comme on peut le voir sur la figure 4.2 (gauche) qui représente le spectre de A en fonction de Z pour l'énergie $E = 6.49 A \text{ MeV}$. Le nombre d'évènements factices n'est plus négligeable par rapport aux évènements vrais issus de réaction de transfert et on ne peut pas dissocier les vrais évènements des faux dans la zone de la carte des noyaux d'intérêt vers $A \approx 220$ et $Z \approx 90$.

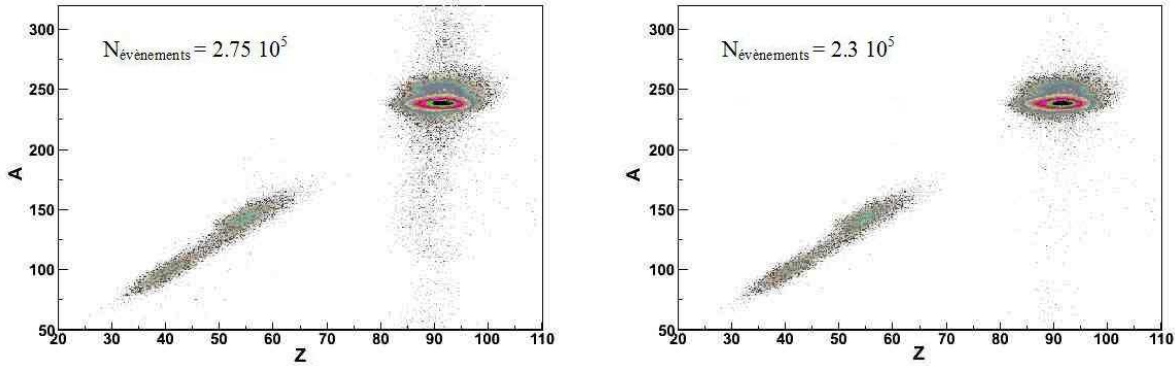


FIG. 4.2 – Comparaison des spectres A en fonction de Z pour l'énergie $E = 6.49 A \text{ MeV}$ avant (droite) et après (gauche) avoir supprimé les évènements factices selon la méthode indiquée dans le texte.

L'analyse de la position de ces évènements factices sur le mur de Silicium nous permet de faire une sélection de ces évènements directement à la source du problème. En effet, la figure 4.3 montre la position verticale en fonction de la position horizontale au niveau du mur de Silicium des évènements factices (zone entourée de rouge dans la figure 4.1). On remarque ainsi que ces évènements correspondent à des noyaux qui se sont implantés entre les pads des détecteurs Silicium du mur. Une sélection de ces évènements peut donc être réalisée dans ce même spectre et supprimés. Cette sélection est réalisée dans le cas de la figure 4.2 (gauche) et le résultat est montré sur la figure 4.2 (droite). La quasi-totalité des évènements factices a été supprimée. Cependant faire cette sélection implique de supprimer en même temps des évènements vrais. Sur les figures 4.2 est indiqué le nombre d'évènements avant et après sélection ; on a une perte de 20% des évènements au total. En considérant que

les évènements vrais se situent de manière homogène sur le mur de silicium, on multipliera finalement par ce même facteur pour obtenir le nombre d'évènements vrais.

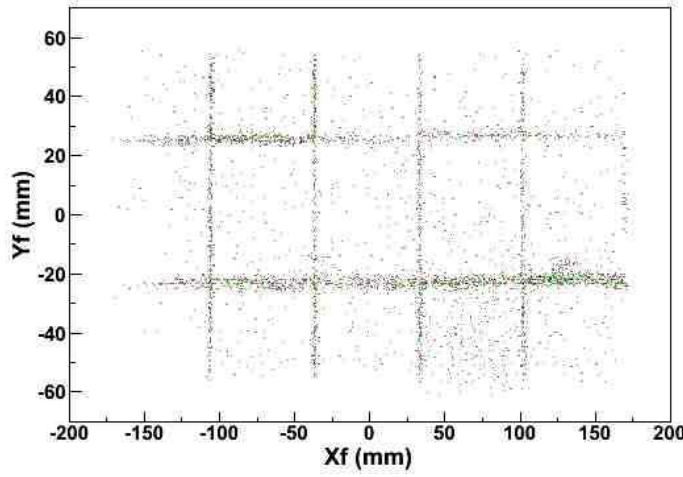


FIG. 4.3 – Spectre Y_f en fonction de X_f pour l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$ conditionné par les évènements factices (zone encadrée en rouge dans le figure 4.1).

4.1.3 Fonction d'excitation

La section efficace des différents mécanismes de réaction évoqués dans le chapitre 4.1.1 précédent évolue avec l'énergie du faisceau. Les spectres 4.4 et 4.5 représentent respectivement les spectres de masse et du numéro atomique des noyaux détectés en fonction de l'énergie du faisceau et permettent de rendre compte de cette évolution. Le pic dont la section efficace est la plus importante correspond à la diffusion élastique des noyaux d'Uranium ($A = 238, Z = 92$). L'épaule à masse plus élevée ($A \approx 250$) correspond à des défauts dans les détecteurs silicium (voir chapitre 2.8.3); celle-ci n'est pas visible dans le spectre de Z car pour le calcul de celui-ci, l'énergie mesurée dans les détecteurs siliciums (origine du défaut des siliciums) n'est pas utilisée.

La distribution des produits de fission ($30 < Z < 70, 70 < A < 180$) est caractérisée par deux bosses bien distinctes; la fission est donc asymétrique, signifiant que le noyau fissionnant a une énergie d'excitation faible puisque la décroissance de celui-ci est soumise aux effets de couche et notamment les nombres magiques $Z = 50$ et $N = 82$ [Van73]. Pour comparaison, la distribution de masse de la fission spontanée de ^{238}U est tracée. Lorsque l'énergie du faisceau augmente, la section efficace des produits de fission augmente de manière globale mais on observe également une augmentation du nombre d'évènements entre les deux bosses; l'énergie d'excitation du noyau fissionnant augmente donc avec l'énergie du faisceau.

Les noyaux issus de réactions de transfert forment une épaule dans le spectre de masse plus ou moins prononcée selon l'énergie. Celle-ci est moins visible dans le spectre de Z , à cause de la résolution en Z moins bonne; de ce fait, les réactions de transfert seront par la suite analysées en faisant des sélections selon la masse. On observe une augmentation de la section efficace des produits de réaction issus de transfert lorsque l'énergie du faisceau

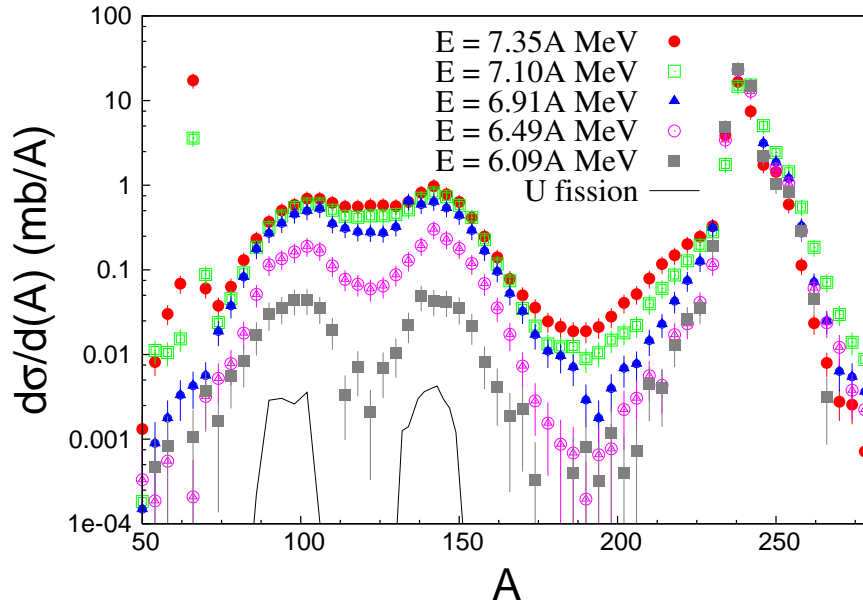


FIG. 4.4 – Spectre de masse pour chaque énergie du faisceau. Pour comparaison le spectre de masse de la fission spontanée de ^{238}U est montré [Eng93]. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

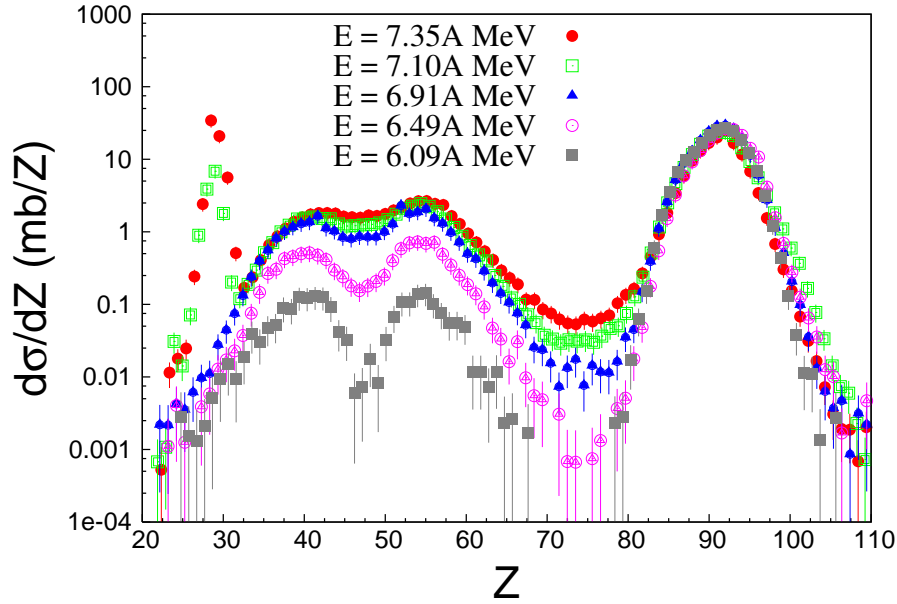


FIG. 4.5 – Spectre du numéro atomique pour chaque énergie du faisceau. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

augmente. La figure 4.6 montre la fonction d'excitation des noyaux issus de réactions de transfert, pour la région de masse $190 < A < 230$. Aux deux énergies les plus faibles, la section efficace est sensiblement la même (environ 0.5mb). A partir de $E = 6.91\text{A MeV}$ (au dessus de la barrière coulombienne pour chaque orientation des noyaux (voir chapitre 5.4)),

celle-ci augmente de façon monotone en fonction de l'énergie. Pour conforter ce résultat, la section efficace de la région de masse $236 < A < 240$ pour des angles de diffusion $\theta \in [36^\circ - 37^\circ]$ est également indiquée ; la section efficace normalisée de diffusion élastique de Rutherford de l' ^{238}U y est ajoutée et montre une bonne correspondance avec celle déterminée expérimentalement.

Quand l'énergie du faisceau augmente, le recouvrement des noyaux est de plus en plus important, la surface de contact entre les deux noyaux va être plus grande favorisant le transfert de nucléons. La probabilité de former un système géant, dans le sens où les deux noyaux se chevauchent, est plus grande. A partir d'une certaine énergie cinétique apportée au système, le choc entre les noyaux sera si brutal que le système géant se séparera aussitôt. Il serait donc intéressant de poursuivre l'étude à plus haute énergie pour suivre l'évolution de la production de noyaux issus de réactions de transfert. La fonction d'excitation devrait donc atteindre un maximum pour une certaine énergie. Cependant, en augmentant l'énergie cinétique apportée au système, l'énergie d'excitation du système géant est plus importante de même que le moment angulaire, le rendant moins stable à priori. Dans le chapitre suivant, l'énergie cinétique perdue lors de la réaction, qui se transforme en énergie d'excitation et en déformation du système géant, est estimée.

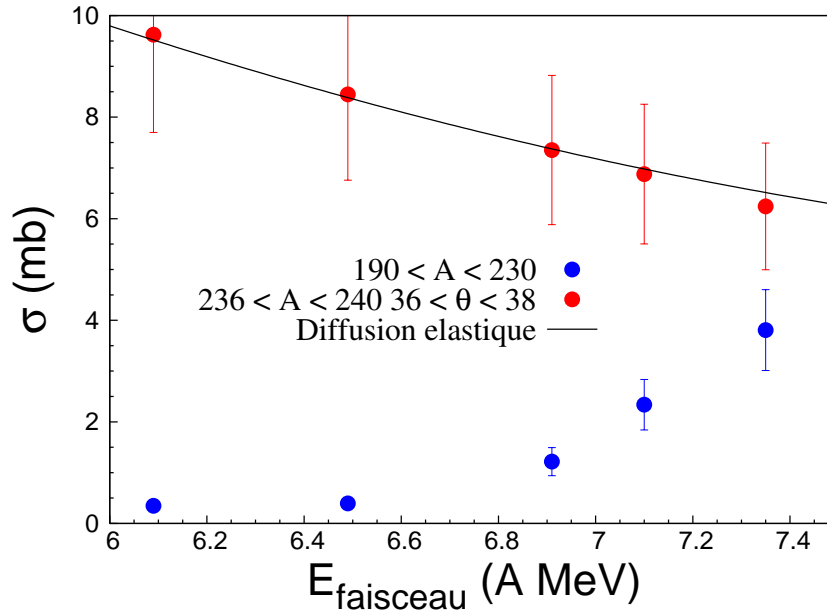


FIG. 4.6 – Fonction d'excitation des noyaux de masse comprise entre 190 et 230 ; comparaison avec la diffusion élastique de l'uranium. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

4.2 Perte d'énergie cinétique

4.2.1 Méthode de calcul

Lorsque les deux noyaux d'Uranium entrent en collision, une partie de l'énergie cinétique impliquée va se transformer en énergie d'excitation interne et en déformation du système

géant. Cette perte d'énergie cinétique est par définition la différence entre l'énergie cinétique initiale du projectile et l'énergie cinétique des produits de réaction issus de la décroissance du système géant. Expérimentalement, un seul des produits de réaction est détecté, des hypothèses doivent donc être faites afin de pouvoir estimer cette perte d'énergie cinétique ; on considère ainsi que la décroissance du système géant est binaire (celui-ci décroît en deux fragments) et on néglige le changement de l'énergie cinétique et de la masse des noyaux d  à l'évaporation de particules. Ces hypothèses permettent d'estimer la perte d'énergie cinétique en se basant sur une simulation de la cinématique à deux corps. Pour cela, on calcule tout d'abord l'angle de diffusion $\bar{\theta}$ et l'énergie cinétique \bar{E}_c du noyau détecté dans le centre de masse tel que [Mic64] :

$$\bar{\theta} = \arctan\left(\frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta) - \frac{V_{CM}}{V}}\right) \quad (4.1)$$

$$\bar{E}_c = \frac{(476 - A)(E_{CM} + TKEL)}{476} \quad (4.2)$$

- θ , V , et A sont respectivement l'angle, la vitesse et la masse du fragment détecté dans le système du laboratoire
- V_{CM} et E_{CM} sont respectivement la vitesse et l'énergie du centre de masse du système géant.
- $TKEL$ est la perte d'énergie cinétique du système que l'on souhaite estimer ("Total Kinetic Energy Loss").

L'énergie cinétique E_c du noyau détecté dans le système du laboratoire se calcule en fonction de $TKEL$ selon l'expression suivante [Mic64] :

$$E_c = (1 + K^2)\bar{E}_c\left(1 + \frac{2K}{1 + K^2}\cos(\bar{\theta})\right) \quad (4.3)$$

$$\text{avec } K = \sqrt{\frac{AE_{CM}}{(476 - A)(E_{CM} + TKEL)}} \quad (4.4)$$

Ainsi, pour une valeur donnée des paramètres (θ, A, V) déterminés expérimentalement, l'énergie cinétique du noyau détecté E_c ne dépend plus que de la perte d'énergie cinétique TKEL. Pour exemple, la cinématique d'un noyau de masse $A = 208$ à une vitesse $V = 2.95\text{cm/ns}$ pour l'énergie de faisceau $E = 7.35\text{A MeV}$ est représentée sur la figure 4.7. Celle-ci montre le calcul de l'énergie cinétique E_c du fragment en fonction de l'angle de diffusion θ pour différentes valeurs de TKEL. La comparaison de l'énergie mesurée expérimentalement $E_c^{\text{mesurée}}$ avec l'énergie calculée $E_c^{\text{simulée}}$ permet de déterminer la valeur de TKEL. En pratique, on calcule l'énergie cinétique $E_c^{\text{simulée}}$ du noyau détecté (θ, A, V) selon l'expression 4.3 avec des intervalles de 50 MeV en TKEL et on regarde entre quelles valeurs de TKEL consécutives $[TKEL_1, TKEL_2]$ l'énergie calculée se situe ; finalement, on détermine TKEL (en considérant que TKEL évolue linéairement avec E_c) selon l'expression 4.5.

$$TKEL = TKEL_1 + \frac{E_c^{mesurée} - E_c^{simulée}(TKEL_1)}{E_c^{simulée}(TKEL_2) - E_c^{simulée}(TKEL_1)} \times 50 \quad (4.5)$$

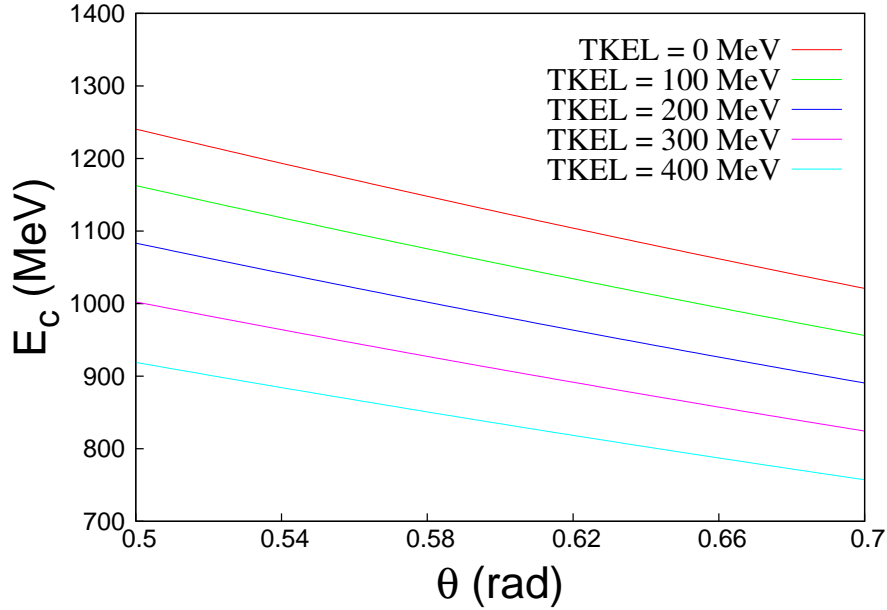


FIG. 4.7 – Calcul de l'énergie cinétique selon l'expression 4.3 du noyau de masse $A = 208$ à une vitesse $V = 2.95 \text{ cm/ns}$ pour l'énergie de faisceau $E = 7.35 A \text{ MeV}$ en fonction de l'angle θ pour différentes valeurs de perte d'énergie cinétique TKEL.

4.2.2 Résultats

Les spectres de la perte totale d'énergie cinétique (TKEL) sont représentés pour les énergies $E = 6.49 A \text{ MeV}$ et $E = 7.35 A \text{ MeV}$ sur la figure 4.8. Les deux courbes ont une forme similaire ; on observe une composante centrée à $TKEL = 0 \text{ MeV}$ qui correspond aux réactions (quasi)élastiques et une seconde semblable à une queue de distribution correspondant aux réactions fortement inélastiques. Ces deux composantes sont grosso modo séparées par les flèches sur la figure 4.8. Les flèches correspondent à l'énergie disponible au dessus de la barrière coulombienne dans le canal d'entrée ($V_b = 723 \text{ MeV}$). Des événements se situent bien au delà de cette énergie disponible, signe que le système géant est soumis à des déformations importantes au moment de la scission de celui-ci. Des pertes d'énergie cinétique maximales de l'ordre de 450 MeV et 250 MeV respectivement pour les énergies $E = 7.35 A \text{ MeV}$ et $E = 6.49 A \text{ MeV}$ sont mesurées. Une estimation de la déformation du système géant sera réalisée dans le chapitre 4.4.2.

On compare ce résultat avec le spectre obtenu théoriquement par le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag07]. La figure 4.9 représente le spectre TKEL à l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$ obtenu selon ce modèle [Zag09]. La perte d'énergie cinétique maximale ($TKEL_{max} \approx 450 \text{ MeV}$) est la même que celle estimée expérimentalement. Cependant, la séparation des processus (quasi)élastiques et fortement inélastiques est beaucoup plus prononcée. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que dans ce calcul, aucune restriction sur l'angle

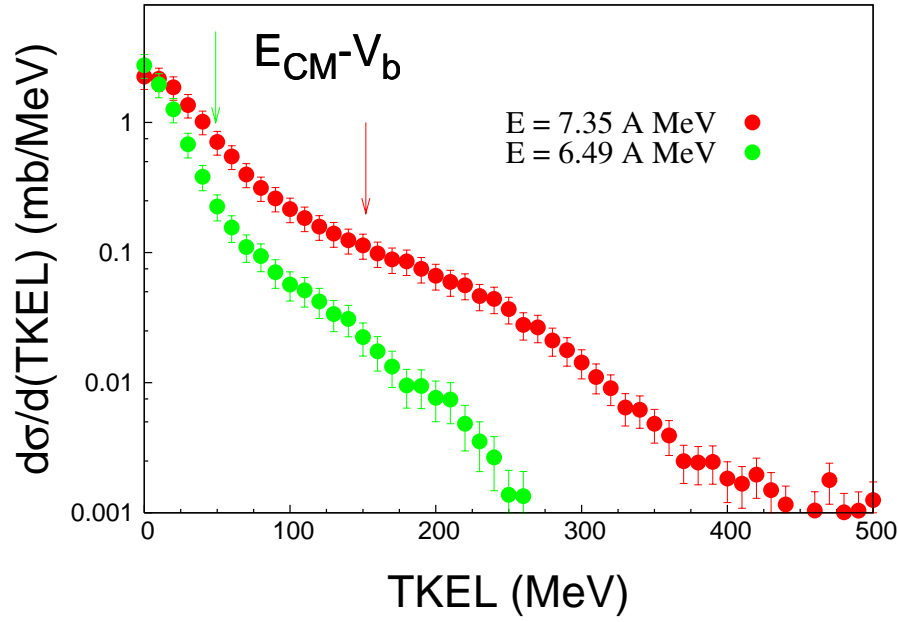


FIG. 4.8 – Spectre de la perte d'énergie cinétique pour les énergies $E = 6.49 \text{ A MeV}$ et $E = 7.35 \text{ A MeV}$. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

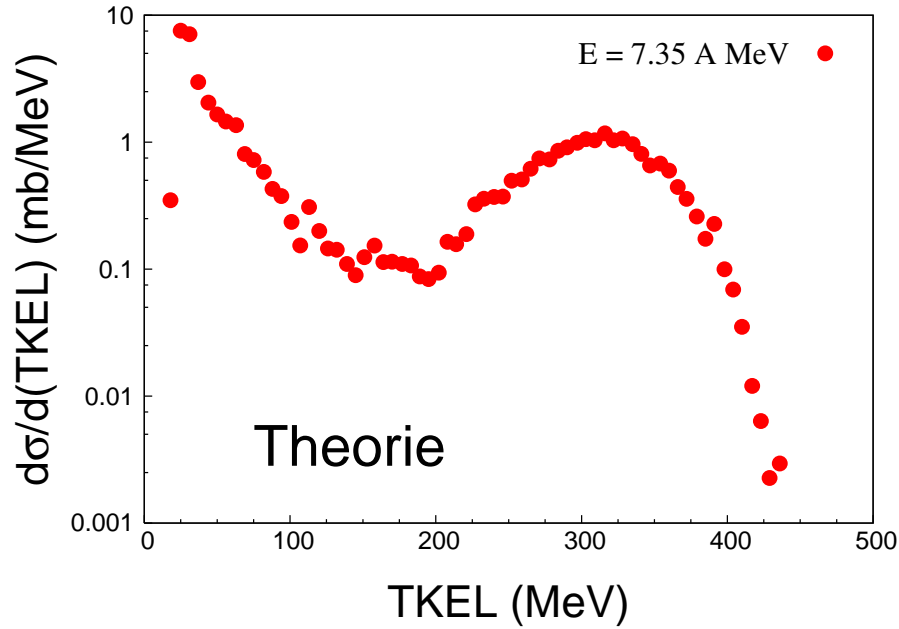


FIG. 4.9 – Spectre de la perte d'énergie cinétique à l'énergie $E = 7.35 \text{ A MeV}$ selon le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag09].

de détection n'est réalisée pour des raisons de statistique. Le spectre expérimental a par contre une zone angulaire d'observation limitée à $\theta \in [30 - 40]^\circ$. De plus, d'autres résultats expérimentaux ont montré que le comportement du spectre de l'énergie dépend beaucoup de l'angle d'observation comme par exemple dans la réaction $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ [Hil83] où l'on

remarque que le spectre énergétique n'arbore pas de minimum séparant les deux processus pour des angles proches de l'angle de grazing (comme dans notre cas). Cette différence peut également s'expliquer par le fait qu'expérimentalement, on observe deux contributions menant à des pertes d'énergie cinétiques importantes, alors qu'une seule n'est présente dans le résultat théorique.

En effet, la figure 4.10 montre le spectre de masse des noyaux détectés en fonction de la perte d'énergie cinétique calculée pour l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$. La zone noire correspond à la diffusion élastique de l'Uranium. La zone telle que $TKEL \approx -100 \text{ MeV}$ correspond aux événements provenant de défauts des détecteurs Silicium (chapitre 2.8.3). Dans la zone où la perte d'énergie cinétique est de l'ordre de 200-400 MeV, il y a deux composantes bien distinctes correspondant à des mécanismes de réaction différents. Une zone où la masse des noyaux est celle de l'uranium, une autre où il y a une corrélation entre la masse du noyau détecté et la perte d'énergie cinétique. Ces deux mécanismes sont étudiés dans le chapitre suivant.

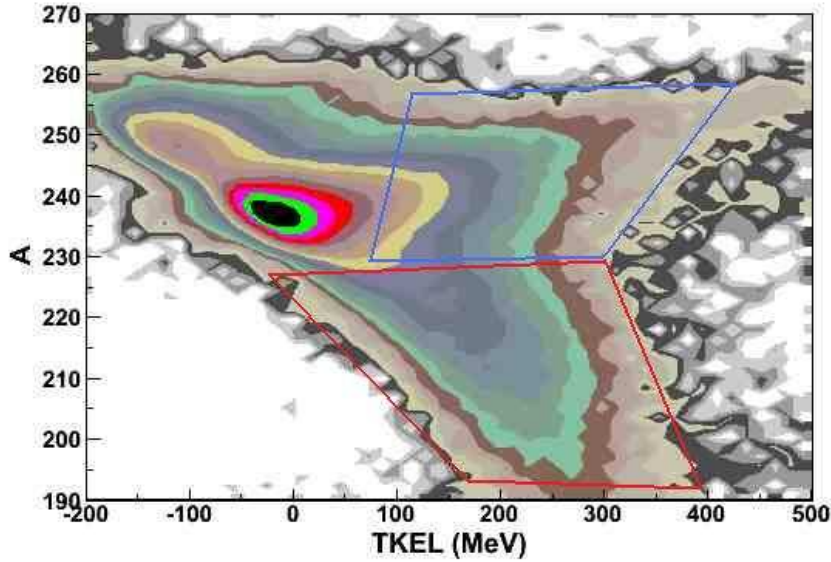


FIG. 4.10 – Masse du fragment détecté en fonction de la perte totale d'énergie cinétique pour l'énergie $E = 7.35 A \text{ MeV}$.

4.3 Processus fortement inélastiques

4.3.1 Modes collectifs

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux noyaux correspondant à la zone entourée en bleu dans le spectre 4.10. Ces noyaux d' ^{238}U issus de mécanismes de réaction fortement inélastiques ont été excités par l'interaction coulombienne. En effet, dans la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, l'interaction coulombienne est très intense et peut exciter fortement les produits de réaction sans même qu'ils n'entrent en contact ni n'échangent de nucléons. L'excitation par modes collectifs (déformations surfaciques, vibrations collectives) semblent être le mécanisme susceptible d'engendrer une perte d'énergie cinétique aussi importante [Bro78].

La figure 4.11 montre la section efficace des noyaux correspondant à ce mécanisme de réaction (zone entourée en bleu dans le spectre 4.10) en fonction de la perte totale d'énergie cinétique pour chaque énergie. On observe que la distribution évolue de manière exponentielle et que la pente de la courbe augmente lorsque l'énergie du faisceau diminue. Cette dernière remarque peut s'expliquer par le fait que les noyaux qui diffusent dans la tranche angulaire de détection $\theta \in [30^\circ : 40^\circ]$ après excitation coulombienne ont un paramètre d'impact qui augmente lorsque l'énergie de faisceau diminue ; la distance entre les deux noyaux étant plus grande, l'interaction coulombienne est moins intense.

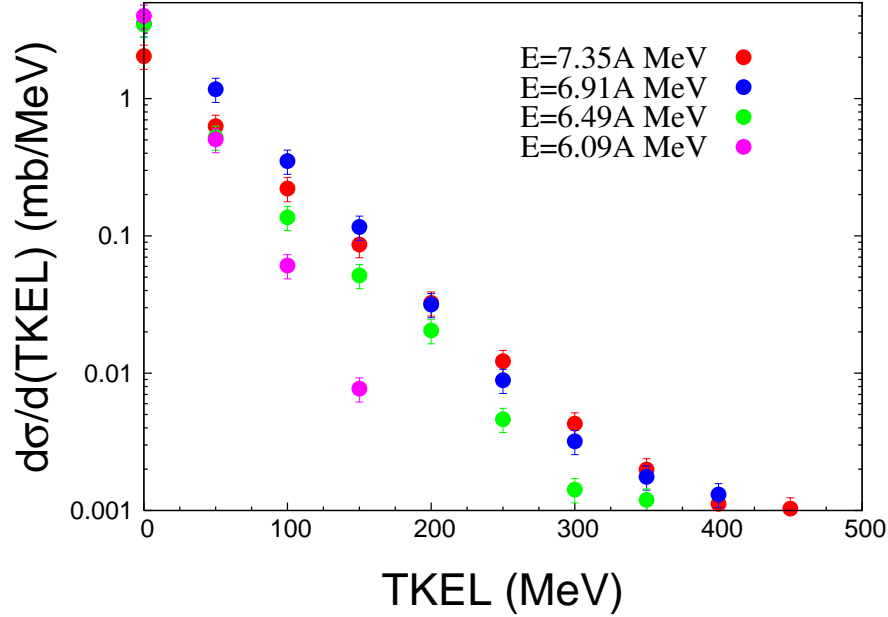


FIG. 4.11 – Section efficace des produits de réaction de la zone bleue dans le graphe 4.10 ainsi que de la partie correspondant aux réactions élastiques (zone noire) en fonction de la perte totale d'énergie cinétique pour différentes énergies. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

Les figures 4.12 (gauche et droite) montrent l'énergie du noyau détecté en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse (figure de Wilczynski) conditionnée respectivement par les zones encadrées en rouge et en bleu sur la figure 4.10 à l'énergie $E = 7.35A \text{ MeV}$ ajoutées aux événements correspondants à la diffusion élastique de l'uranium (zone noire). Les produits de réaction correspondant à la diffusion élastique de l'uranium ont une énergie cinétique totale indépendante de l'angle de diffusion. Cependant, concernant les produits de réactions issus de réactions fortement inélastiques, il existe une corrélation entre l'énergie et l'angle de manière générale qui est différente selon les deux cas considérés. Ainsi sur la figure 4.12 (droite), la tendance générale est une augmentation de l'angle de diffusion lorsque l'énergie cinétique des produits de réaction diminue, signe d'un mécanisme de diffusion d'origine coulombienne ; les produits de réaction correspondants ont pour origine le projectile. Par contre, sur la figure 4.12 (gauche), on observe que l'angle de diffusion diminue lorsque l'énergie diminue ; ces événements ont dans ce cas pour origine la cible. Ce fait est également observé dans la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ [Tan80].

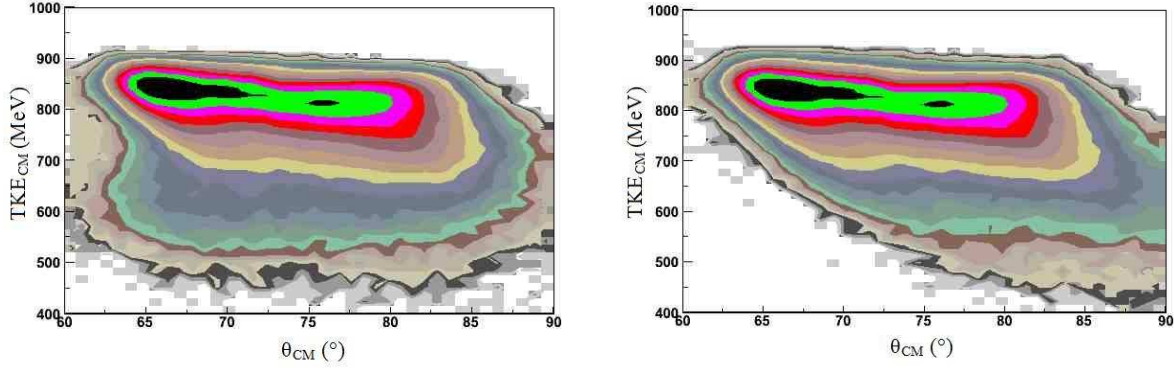


FIG. 4.12 – Figure de Wilczynski pour l'énergie $E = 7.35A \text{ MeV}$ conditionnée par la zone encadrée en rouge (gauche) et en bleu (droite) ainsi que de la partie correspondant aux réactions élastiques (zone noire) dans la figure 4.10.

4.3.2 Transfert de nucléons

Dans cette section, on s'intéresse au mécanisme où le transfert de masse et la perte d'énergie cinétique sont fortement corrélées, c'est à dire les événements correspondant à la zone entourée en rouge dans le spectre 4.10. Le spectre TKEL est montré pour différentes sélections en masse sur la figure 4.13.

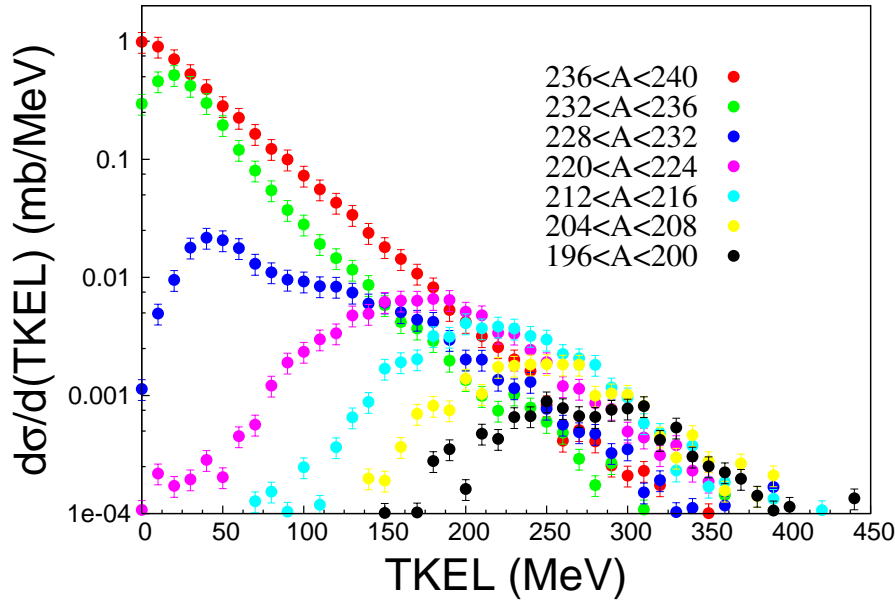


FIG. 4.13 – Perte totale d'énergie cinétique en fonction de la masse du noyau détecté pour différentes énergies du faisceau. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

Pour $A = 238$, on retrouve le comportement exponentiel du chapitre précédent 4.3.1. Puis lorsqu'on conditionne le spectre TKEL par des noyaux de masse plus petite, la contribution des réactions (quasi)élastiques diminue. Pour $A < 224$ sur la figure 4.13, celle-ci

a complètement disparu ; la distribution devient alors de type gaussienne, centrée en une valeur de $TKEL$ de plus en plus grande quand la masse du noyau détecté diminue. Le fit par une gaussienne de ces distributions a été réalisé et la valeur moyenne de chaque gaussienne est indiqué sur la figure 4.14 en fonction de la masse du noyau pour chaque énergie.

Une corrélation presque linéaire existe entre la perte d'énergie cinétique et la masse du noyau détecté. Plus le transfert de nucléons est important, plus la friction nucléaire va interagir transformant l'énergie cinétique en excitation interne du système géant. En effet, la force de friction agit de telle sorte que l'énergie du mouvement des nucléons transférés, en se thermalisant dans l'autre noyau, se transforme en énergie d'excitation [Fel85]. D'autres mécanismes sont susceptibles de faire perdre de l'énergie cinétique comme les modes collectifs [Bro78] (déformations, vibrations).

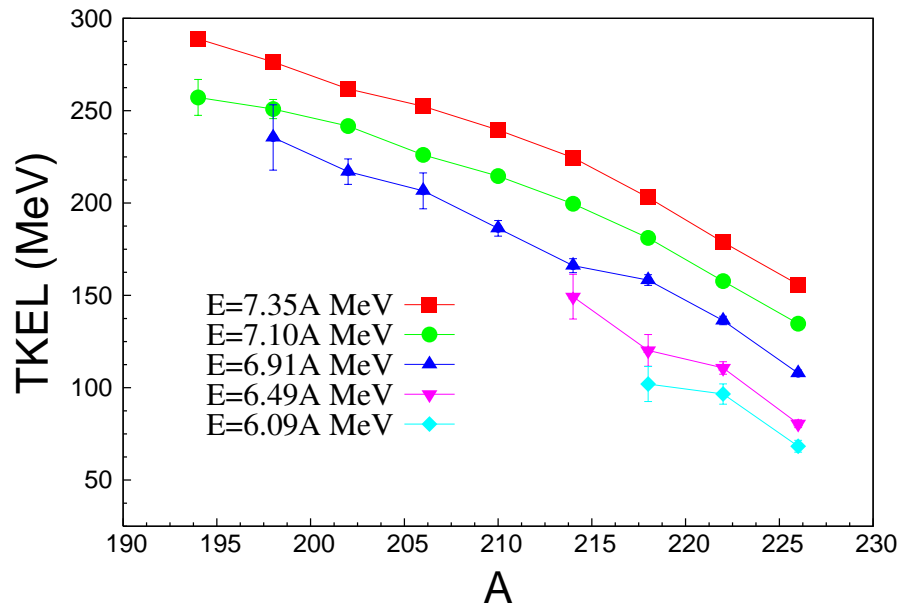


FIG. 4.14 – Perte totale d'énergie cinétique en fonction de la masse du noyau détecté pour différentes énergies du faisceau. L'erreur due au fit par une gaussienne est indiquée.

4.4 Dissipation totale de l'énergie et déformation

4.4.1 Energie dans le centre de masse

Le calcul de l'énergie cinétique des produits de réaction (TKE_{CM}) dans le centre de masse permet de connaître l'énergie cinétique libérée lors de la décroissance du système géant ; on compare celle-ci pour chaque énergie de faisceau. TKE_{CM} peut être déterminé directement avec le paramètre $TKEL$ calculé au chapitre 4.2.2 tel que $TKE_{CM} = E_{CM}^{faisceau} - TKEL$. Dans ce chapitre, on détermine TKE_{CM} indépendamment de la perte d'énergie cinétique. L'énergie cinétique de l'un des fragments dans le centre de masse du système est mesurée expérimentalement, l'autre est calculé considérant la conservation de l'impulsion

des produits de réaction dans le centre de masse et une réaction binaire. Dans ce calcul, l'évaporation de particules est négligée. Pour un noyau détecté de masse A , l'énergie cinétique totale des produits de réaction est donnée selon l'expression 4.6 (voir annexe A) :

$$TKE_{CM}(A) = \frac{m_0}{2c^2} \left(\frac{AA_{U+U}}{A_{U+U} - A} \right) (V^2 + V_{U+U}^2 - 2VV_{U+U}\cos(\theta)) \quad (4.6)$$

- $A_{U+U} = 476$ est la masse du système géant
- $m_0 = 931.5 \text{ MeV}$ est l'énergie de masse d'un nucléon
- $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ est la vitesse de la lumière
- V est la vitesse du noyau détecté dans le système du laboratoire
- V_{U+U} est la vitesse du centre de masse qui dépend de l'énergie du faisceau
- θ est l'angle de diffusion du noyau détecté dans le système du laboratoire

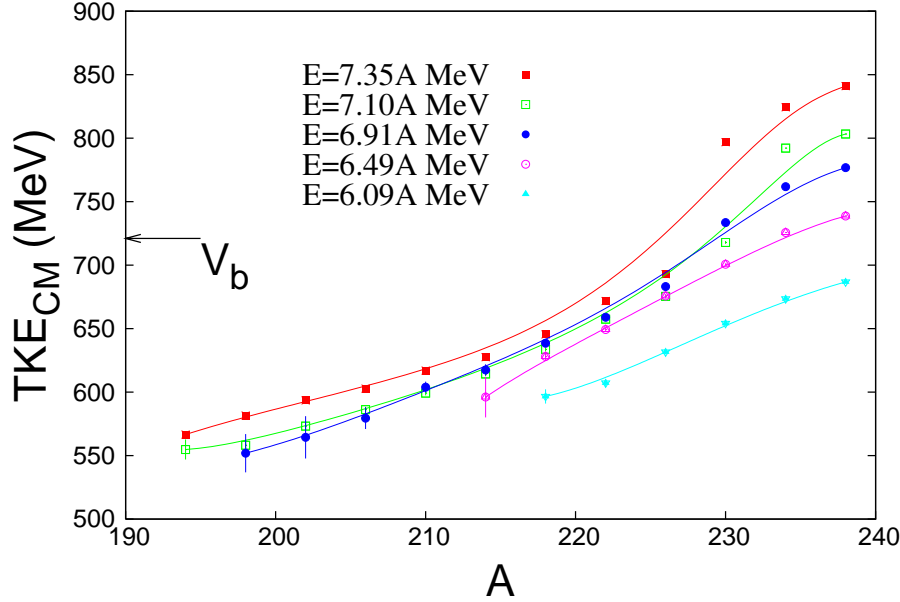


FIG. 4.15 – Energie cinétique totale dans le centre de masse libérée après la décroissance du système géant en fonction de la masse du noyau détecté pour différentes énergies du faisceau. L'erreur due au fit par une gaussienne est indiquée.

La figure 4.15 montre l'énergie cinétique totale restante dans le centre de masse après décroissance du système géant en fonction de la masse du noyau détecté pour chaque énergie de faisceau, calculée selon l'expression 4.6. Pour les noyaux de masse $230 < A < 238$, on a une dépendance de l'énergie dans le centre de masse avec l'énergie du faisceau, caractéristique de réactions directes (diffusion (quasi)élastique). Pour $A < 230$, on observe une dépendance linéaire entre TKE_{CM} et A . De plus, TKE_{CM} devient quasiment indépendant de l'énergie du faisceau ; l'énergie cinétique libérée ne dépend plus du canal d'entrée. C'est une caractéristique des réactions fortement inélastiques où toute l'énergie cinétique s'est dissipée en énergie d'excitation des différents degrés de liberté du système géant. Le système géant va ainsi décroître avec l'énergie de la barrière coulombienne des

produits de réaction en voie de sortie. L'énergie cinétique TKE_{CM} est bien en dessous de l'énergie de la barrière coulombienne en voie d'entrée ($V_b = 721 MeV$) ; au moment de la décroissance du système géant, les produits de réaction sont donc soumis à une déformation importante. La déformation des produits de réaction est estimée dans le chapitre suivant.

4.4.2 Déformation

La déformation des produits de réaction est estimée en analysant la cinématique de réaction. Dans un premier temps on calcule la vitesse du fragment détecté V_{cm}^{exp} dans le centre de masse d'après les données expérimentales selon l'expression 4.7.

$$V_{cm}^{exp} = \sqrt{V^2 + V_{U+U}^2 - 2VV_{U+U}\cos(\theta)} \quad (4.7)$$

- V est la vitesse du noyau détecté dans le système du laboratoire
- V_{U+U} est la vitesse du centre de masse qui dépend de l'énergie du faisceau
- θ est l'angle de diffusion du noyau détecté dans le système du laboratoire

La figure 4.16 représente le spectre de la vitesse des produits de réaction dans le centre de masse en fonction de leur masse pour l'énergie $E = 7.35 A MeV$. Sur ce graphique, les points en forme d'étoile correspondent à la valeur moyenne de la distribution en vitesse pour une masse fixée ; la courbe noire représente un fit de ces points. La comparaison de ce fit avec la vitesse calculée théoriquement en considérant que l'énergie cinétique des produits de réaction provient de la répulsion coulombienne d'un système déformé permet d'estimer la déformation des produits de réaction.

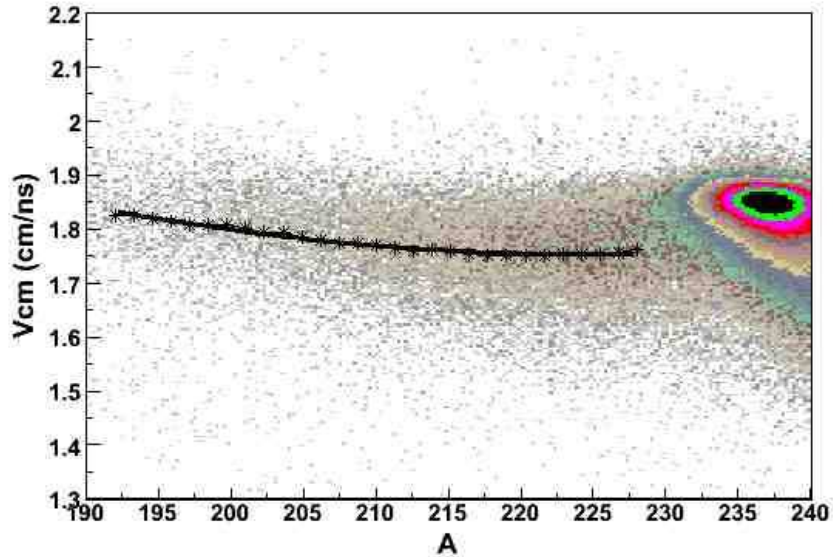


FIG. 4.16 – Vitesse dans le centre de masse calculée selon l'expression 4.8 en fonction de la masse du noyau détecté pour l'énergie $E = 7.35 A MeV$.

L'énergie de répulsion coulombienne est calculée selon l'expression 3.12, ce qui permet, par conservation de l'impulsion, de calculer la vitesse dans le centre de masse des fragments $V_{cm}^{the}(A)$ selon l'expression 4.8. La comparaison de $V_{cm}^{the}(A)$ et V_{cm}^{exp} permet finalement d'estimer le paramètre de déformation inconnu β en considérant que celui-ci est le même pour chaque fragment (hypothèse forcée par le calcul). Cette hypothèse n'est valable que lorsque le système géant est symétrique, c'est à dire lorsque celui-ci décroît par deux noyaux d'Uranium. Si la masse des fragments est différente (comme c'est le cas ici), β est à considérer comme la moyenne de la déformation des deux fragments pondérée par la racine cubique de leur masse.

$$V_{cm}^{the}(A) = \sqrt{\frac{2Z(Z_{U+U} - Z)e^2}{\frac{AA_{U+U}}{A_{U+U}-A}(1.16(A^{1/3} + (A_{U+U} - A)^{1/3})(1 + \frac{2\beta}{3}) + 2)}} \quad (4.8)$$

- $Z_{U+U} = 184$ est le nombre de protons du système géant
- $e = 1.60210^{-19}C$ est la charge élémentaire
- Z est fonction de la masse A et est calculé selon l'expression 3.13
- β est la déformation quadripolaire des noyaux

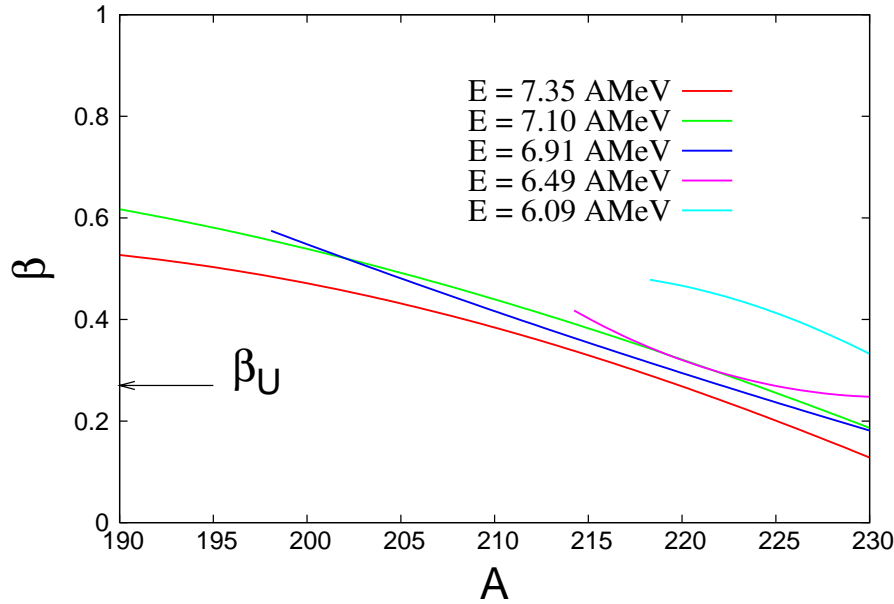


FIG. 4.17 – Déformation quadripolaire des noyaux au moment de la fission du système géant en fonction de la masse du noyau détecté pour chaque énergie. La déformation statique β_U de l'Uranium est indiquée.

La figure 4.17 montre le paramètre de déformation quadripolaire β défini précédemment en fonction de la masse du noyau détecté. On remarque tout d'abord que le résultat pour les quatre énergies les plus élevées est similaire. Pour un noyau de masse $A = 230$, la

déformation des noyaux est semblable à celle d'un noyau d'uranium dans son état fondamental ($\beta_U \approx 0.27$ [Bao00]). Ensuite plus le transfert de nucléons est important, plus la déformation des noyaux est importante. Pour les noyaux de masse $A = 190$, le paramètre de déformation quadripolaire atteint des valeurs $\beta \approx 0.6$, caractéristique de noyaux super déformés. Cette déformation implique des dimensions du noyau telle que le rapport des axes est de 2/1. Pour l'énergie $E = 6.09A\text{MeV}$, la déformation est plus importante pour une même masse donnée qu'aux autres énergies. A cette énergie, la barrière coulombienne n'est pas dépassée pour toutes les orientations initiales des noyaux ; l'interaction entre les noyaux ainsi que le chevauchement des noyaux est moindre. La déformation statique des noyaux peut donc être conservée et augmenter lors de la réaction. La déformation dynamique du système géant est une des causes qui allonge le temps de vie de celui-ci [Zag06]. Estimons maintenant le temps de vie du système géant.

4.5 Temps d'interaction

L'estimation du temps d'interaction est basée sur le modèle phénoménologique de diffusion présenté dans la référence [Ried79]. Dans ce modèle, le transfert de nucléons d'un noyau à l'autre est décrit par un mécanisme de diffusion. Ainsi, les nucléons sont diffusés d'un noyau à l'autre à vitesse constante, celle-ci dépendant de l'énergie mise en jeu et du système étudié. Cette hypothèse établie, le nombre total de nucléons échangés entre les noyaux est donc proportionnel au temps de vie du système géant. L'observable qui permet de rendre compte du transfert total de nucléons entre les noyaux est la variance de la distribution de masse [Rud79]. La relation entre le temps d'interaction T_{int} et la variance de la distribution de masse σ_A^2 est donnée selon l'expression 4.9 [Ried79] ; D_A étant le coefficient de diffusion des nucléons.

$$\sigma_A^2 = 2D_A T_{int} \quad (4.9)$$

Le coefficient de diffusion des protons a été estimé pour le système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à l'énergie $E = 7.5A\text{MeV}$ tel que $D_Z = 0.9 \cdot 10^{22} \text{s}^{-1}$ [Rie79]. Nous utiliserons cette valeur pour estimer le temps d'interaction à une énergie comparable, $E = 7.35A\text{MeV}$, pour laquelle le transfert de nucléons est le plus important. La relation entre le coefficient de diffusion des protons D_Z et des nucléons D_A est défini selon l'expression 4.10 [Ried79] (A et Z sont la masse et le numéro atomique du système géant). Le coefficient de diffusion de nucléons a donc pour valeur $D_A = 6 \cdot 10^{22} \text{s}^{-1}$.

$$D_A = \left(\frac{A}{Z}\right)^2 D_Z \quad (4.10)$$

Estimer le temps de vie selon ce modèle nécessite donc de connaître la largeur de la distribution de masse. Les figures 4.18 montrent les distributions de masse pour différentes sélections en TKEL pour les énergies $E = 7.35A\text{MeV}$ et $E = 6.91A\text{MeV}$ dans la région de masse correspondant aux noyaux issus de réaction de transfert. On remarque que plus la valeur de TKEL est importante, plus la distribution en masse est décalée vers des noyaux de masse faible. Cela est dû à la fission séquentielle (voir chapitre 4.1.3) qui augmente lorsque la perte d'énergie cinétique augmente. Ainsi on observe les produits de réaction qui n'ont pas fissionnés (secondaires) et non issus directement de la décroissance du système

géant (primaires). On observe également de manière générale une bosse pour $A \approx 238$ qui correspond à des noyaux d'Uranium du faisceau qui ont diffusé dans le porte-cible (voir chapitre 4.2.2). Pour calculer σ_A^2 et estimer le temps d'interaction, on a besoin de la distribution en masse des produits de réactions primaires. Il faut donc extrapoler la distribution en masse secondaire pour obtenir la distribution primaire ; pour cela on considère que la distribution primaire est une gaussienne centrée en $A = 238$ s'ajustant à la distribution secondaire (pas de fission séquentielle pour les noyaux de masse légère). Cette technique de reconstruction de la distribution primaire avait déjà été utilisée dans la référence [Fre79]. Les fits obtenus sont tracés sur les figures 4.18 dont on en extrait la largeur de la distribution en masse σ_A .

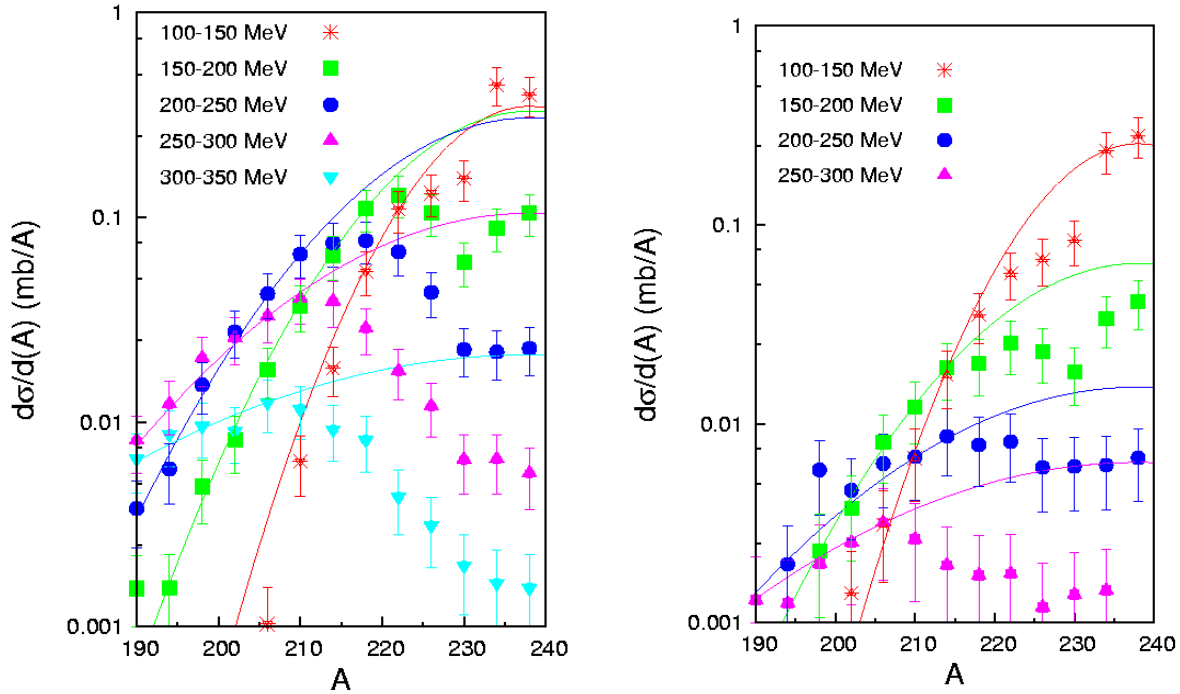


FIG. 4.18 – Spectres de masse pour les énergies $E = 7.35A \text{ MeV}$ (gauche) et $E = 6.91A \text{ MeV}$ (droite) pour différentes pertes totales d'énergie cinétique TKEL. Les distributions sont fittées par une gaussienne centrée en $A = 238$. L'erreur statistique et l'erreur due à la correction de l'acceptance sont indiquées.

Sur la figure 4.19, est tracée la variance des distributions primaires de masse reconstruite en fonction de TKEL. Le résultat obtenu précédemment à l'énergie $E = 7.42A \text{ MeV}$ [Fre79] est également indiqué et montre une bonne correspondance avec celui de cette étude. On remarque une dépendance linéaire entre la perte d'énergie cinétique et le nombre total de nucléons transférés jusqu'à $TKEL = 250 \text{ MeV}$. Au delà, ce n'est plus le cas, la courbe indique une tendance à la saturation ; une saturation totale, c'est à dire que la transfert de nucléons (σ_A^2) augmente alors que la perte d'énergie cinétique reste constante, signifierait que le système géant ait atteint un équilibre thermodynamique (comme c'est le cas pour un noyau composite). Le système géant est donc de plus en plus équilibré thermodynamiquement lorsque le transfert de nucléons et la perte d'énergie cinétique sont importants.

La variance des distributions primaires en masse permet, d'après l'expression 4.9, de

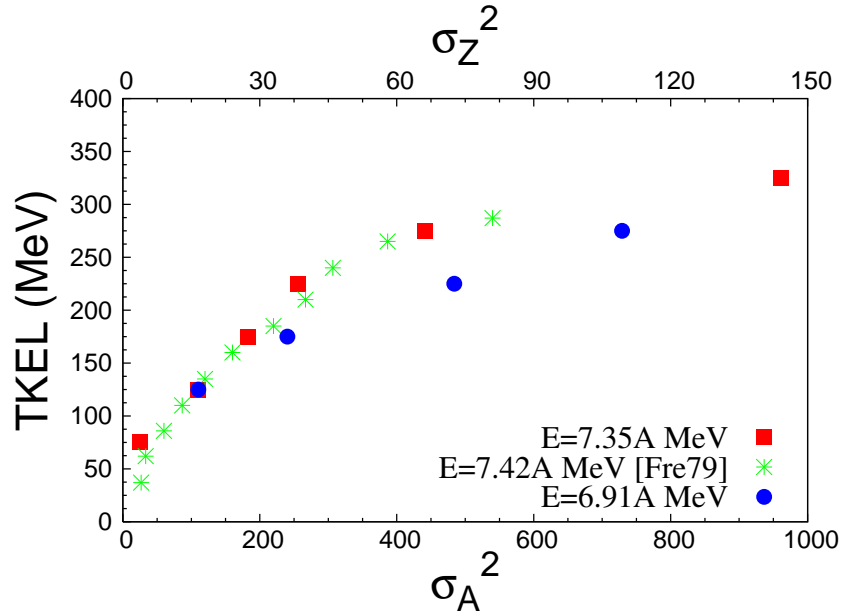


FIG. 4.19 – La variance σ_A^2 du spectre de masse des distributions primaires (obtenu par extrapolation de la distribution secondaire (fit gaussien centré en $A = 238$)) est donnée en fonction de TKEL pour les énergies $E = 7.35A \text{ MeV}$ et $E = 6.91A \text{ MeV}$. Elle comparée à celle obtenue précédemment dans la référence [Fre79]. La relation entre σ_A^2 et σ_Z^2 est donnée par l'expression 4.10.

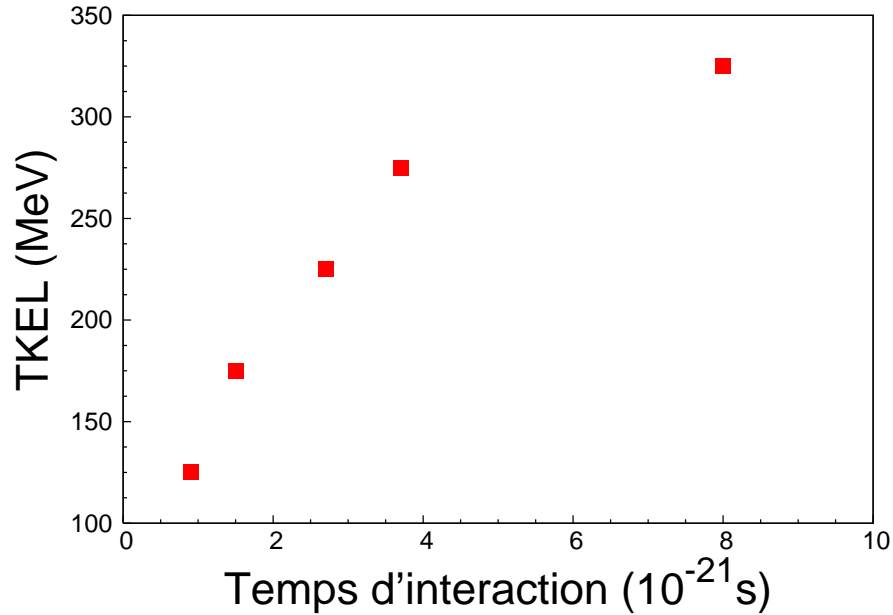


FIG. 4.20 – Corrélation entre la perte totale d'énergie cinétique et le temps d'interaction calculé selon le modèle de diffusion (expression 4.9) à l'énergie $E = 7.35A \text{ MeV}$.

calculer le temps d'interaction. Celui-ci est donné sur la figure 4.20 en fonction de la perte d'énergie cinétique à l'énergie $E = 7.35A \text{ MeV}$. Un temps d'interaction de $8 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ est

calculé pour des valeurs $TKEL = 300 - 350 MeV$ correspondant au transfert de nucléons le plus important. La section efficace associée à ce temps d'interaction est de l'ordre de $0.4 mb$, valable dans l'ouverture angulaire de détection donnée (chapitre 3.6).

4.6 Effets de couche

Dans ce chapitre, on étudie l'influence des effets de couche sur la décroissance du système géant. L'influence des effets de couche, et notamment la double fermeture de couche du ^{208}Pb , sur la décroissance de systèmes géants est pris en compte par le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag06]. En effet dans ce modèle, l'énergie potentielle du système géant Th+Cf arbore un minimum au niveau de la masse $A = 208$. Cela engendre une diminution brusque de la section efficace de production des noyaux plus légers que ^{208}Pb , effet visible dans le spectre de masse.

La figure 4.21 (droite) montre le spectre de masse théorique obtenu pour le système $^{238}U + ^{238}U$ à l'énergie $E = 7.35 A MeV$ [Zag09]. Une résolution de 4 unités de masse est simulée pour avoir une résolution identique à celle de l'expérience et ainsi être comparable au spectre expérimental ; la figure 4.21 (gauche) montre le spectre expérimental à la même énergie.

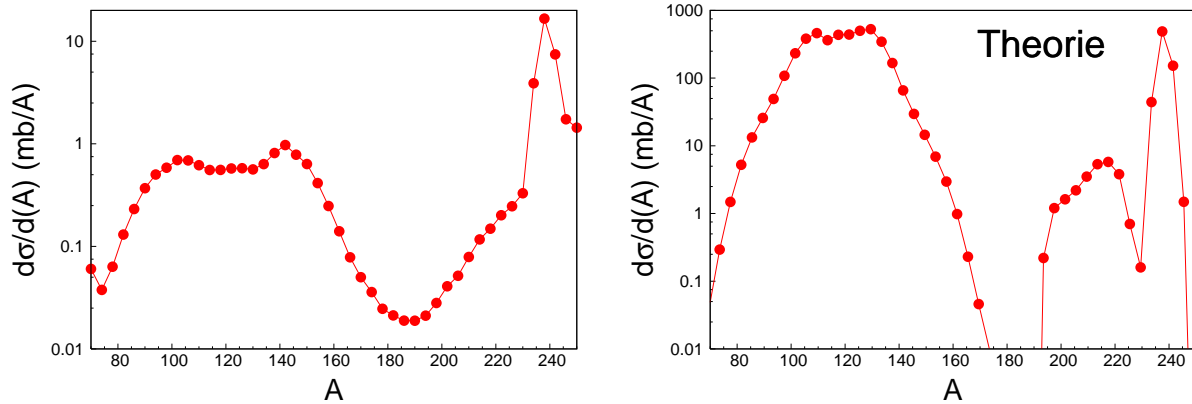


FIG. 4.21 – Comparaison des spectres de masse à l'énergie $E = 7.35 A MeV$ obtenus expérimentalement (gauche) et selon le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag09] (droite).

La comparaison des deux spectres de la figure 4.21 nous indique que l'énergie d'excitation serait surestimée dans la simulation car tout d'abord, la distribution des produits de fission est plus symétrique dans la simulation que dans le spectre expérimental et deuxièmement, la diminution de la section efficace vers la masse $A = 230$ engendrée par la fission séquentielle (plus probable lorsque l'énergie d'excitation est plus élevée) semble être un ordre de grandeur trop importante. On remarque également sur les figures 4.22 que la section efficace n'évolue pas de la même manière en fonction de la masse selon la simulation et les données expérimentales lorsque la perte d'énergie cinétique évolue. En effet, dans la simulation, la section efficace du maximum de la distribution de masse augmente lorsque TKEL augmente jusqu'à environ $350 MeV$ puis diminue à TKEL plus élevée, tandis que

le spectre expérimental montre une évolution continue telle que la section efficace diminue lorsque le TKEL augmente. Ceci pourrait s'expliquer encore une fois par une fission séquentielle des noyaux surestimée dans la simulation. Cependant, on remarque tout de même des similitudes entre les deux spectres comme le décalage vers les masses plus légères et un élargissement du spectre de masse lorsque TKEL augmente.

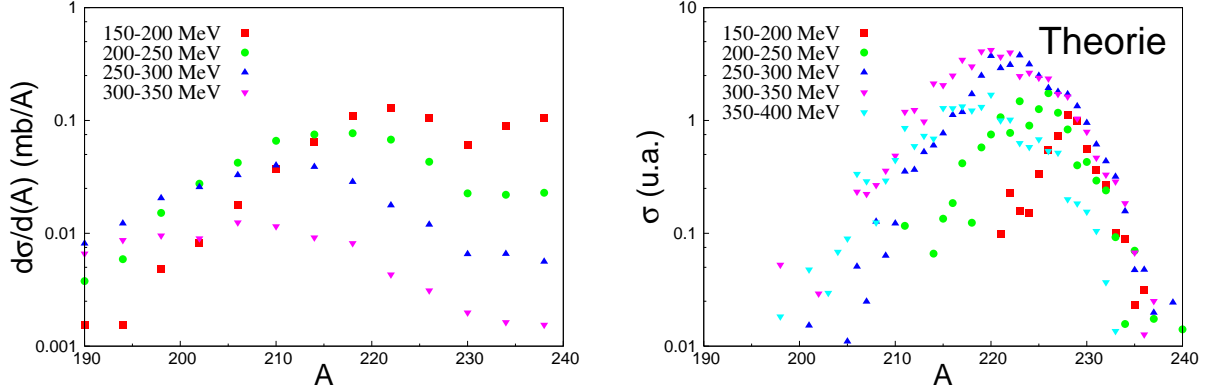


FIG. 4.22 – Comparaison des distributions en masse à l'énergie $E = 7.35A \text{ MeV}$ obtenus expérimentalement (gauche) et selon le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag09] (droite) pour différentes sélections en perte d'énergie cinétique (TKEL).

Comme cela a été évoqué précédemment, dans le modèle basé sur l'équation de Langevin, les effets de couche impliquent une brusque diminution de la section efficace pour des masses $A < 208$ comme on peut le voir sur la figure 4.21 (droite) ; cet effet n'est pas visible dans le spectre expérimental. Cependant, selon un calcul statistique dans une approche micro-canonique, les effets de couche induisent une augmentation de la section efficace des produits de réaction issus de la décroissance du système géant dans la région de masse du Plomb (voir la figure 1.1 au chapitre 1.1) ; une légère bosse est visible dans le spectre de masse expérimental. L'origine de cette bosse peut néanmoins être la conséquence de deux processus différents :

- celle-ci peut être créée de manière artificielle par la fission séquentielle des produits de réaction excités ; dans ce cas on peut tout de même observer des effets de couche de la distribution secondaire des produits de réaction, dans le sens où les noyaux dans la région de masse du Plomb survivent mieux à la fission séquentielle.
- celle-ci peut provenir d'effets de couche agissant lors de la décroissance du système géant, comme le prédit le modèle statistique dans une approche microcanonique (chapitre 1.1). D'après la figure 4.4, la bosse est de plus en plus prononcée lorsque l'énergie incidente augmente, on aurait donc une augmentation des effets de couche lorsque l'énergie incidente augmente ; ce qui est contraire au fait que, à priori, l'énergie d'excitation augmente avec l'énergie incidente (les effets de couche sont donc moins effectifs) mais compatible avec le fait que le modèle "TDHF" présenté au chapitre 5.3.2 et le modèle de dynamique moléculaire quantique [Tia08] calculent des temps d'interaction maximaux pour une énergie incidente plus importante ($E \approx 10 - 11A \text{ MeV}$). Un temps d'interaction plus long mènerait à un système géant plus "stable" et ainsi,

la production de noyaux dans la région de masse du Plomb augmenterait comme le prédit le modèle statistique.

Il est donc difficile de se prononcer sur l'origine de cette bosse formée dans le spectre de masse dans la région de masse du ^{208}Pb . Etudier le système $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ aux énergies proche de la barrière coulombienne ($E = 6.09\text{A MeV}$ ou $E = 6.49\text{A MeV}$ où l'énergie d'excitation est moindre) en ayant plus de statistique, permettrait de confirmer ou d'infirmer la brusque diminution de la section efficace pour $A < 208$ due aux effets de couche comme le prédit le modèle basé sur l'équation de Langevin. Etudier, pour différentes énergies incidentes, la distribution angulaire des produits de réaction permettrait de connaître l'évolution de la stabilité du système géant en fonction de l'énergie incidente et de se prononcer sur l'origine de cette bosse.

Chapitre 5

Approche théorique

Dans ce chapitre, la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ est étudiée selon l’approche microscopique ”Time Dependent Hartree Fock”. Après avoir décrit les éléments de base du formalisme utilisé, divers aspects du mécanisme de réaction vont être abordés dans une gamme d’énergie allant de la barrière coulombienne à une énergie dans le centre de masse $E_{CM} = 1800\text{MeV}$. En tenant compte de la déformation et de l’orientation des noyaux au moment de la collision, nous étudierons le potentiel d’interaction existant entre les deux noyaux, le temps de vie du système géant ainsi que l’énergie cinétique perdue lors de la réaction. L’évolution temporelle de l’énergie, le transfert de masse, ainsi que quelques cas de fissions ternaires seront également évoqués. Ce travail a été réalisé avec le soutien et sous la direction de Cédric Simenel.

5.1 Généralités

L’approche théorique Hartree Fock (HF) permet de décrire un système nucléaire de manière microscopique et quantique. L’hypothèse principale considérée dans cette approche est de restreindre le système nucléaire à une description en termes de particules indépendantes. En effet le libre parcours moyen d’un nucléon dans le noyau est de l’ordre de la taille du noyau [Boh69], on considère donc que les nucléons se déplacent sans collision dans celui-ci. Cette hypothèse implique que les nucléons sont soumis à un champ moyen créé par l’ensemble des nucléons. Le formalisme HF nous permet essentiellement de déterminer les observables à un corps comme la position, l’impulsion ou encore la densité de matière. Les restrictions à une approche de particules indépendantes n’autorisent cependant pas une interprétation probabiliste de certaines réactions comme la fusion. En effet, pour une condition initiale donnée (énergie, paramètre d’impact et orientation si les noyaux sont déformés), la probabilité de fusion est soit nulle soit égale à un dans ce formalisme. Les résultats obtenus peuvent donc être interprétés comme étant les voies de réaction les plus probables.

5.2 Etat Hartree Fock

5.2.1 Formalisme

Dans un premier temps, nous devons obtenir l'état quantique fondamental des noyaux constitués de N nucléons indépendants. Cet état est appelé état Hartree Fock. Pour cela on résout le système de N équations (equation 5.1 [Har28] [Foc30]). On cherche les N états à un nucléon $|\phi_i\rangle$ solutions de ce système avec les énergies propres e_i les plus basses.

$$\hat{h} |\phi_i\rangle = e_i |\phi_i\rangle \quad i \in [1, N] \quad (5.1)$$

L'opérateur \hat{h} est l'hamiltonien à une particule HF. C'est ici la somme d'un terme cinétique et d'un potentiel de champs moyen autocohérent, c'est-à-dire dépendant de la densité à un corps du système ρ . Il s'écrit :

$$\hat{h} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{U}[\rho] \quad (5.2)$$

où \hat{p} est l'opérateur impulsion, m est la masse d'un nucléon. Le champ moyen s'obtient quant à lui à partir d'une interaction effective phénoménologique. Dans notre cas, nous utilisons l'interaction effective de Skyrme [Sky56] qui est une interaction de portée nulle.

5.2.2 Aspects numériques

Le code ev8 [Bon05] a été utilisé avec la modification qui consiste à ne pas faire de correction du centre de masse. En effet, cette dernière est utilisée pour les calculs de structure nucléaire où il est nécessaire de se placer dans le référentiel intrinsèque du noyau, tandis que pour construire la condition initiale d'un calcul TDHF (voir chapitre 5.3.2), les noyaux doivent être décrits dans le référentiel du laboratoire. Les calculs ont été réalisés dans un réseau cartésien à trois dimensions avec trois plans de symétrie ($x=0, y=0, z=0$). L'interaction complète de Skyrme [Cha97] [Cha98] avec la paramétrisation Sly4d [Kim97] nous a permis de définir le champ moyen autocohérent. Le code utilise la méthode du temps imaginaire pour résoudre le système d'équations HF [Dav80].

5.2.3 Résultats

On obtient ainsi pour l'uranium un noyau très déformé de forme " prolate " (allongé) comme on peut le voir sur la figure 5.1 qui montre la distribution de la densité de matière d'un noyau d'uranium dans son état fondamental HF. La déformation d'un noyau peut être caractérisée par son paramètre de déformation ϵ ; il se calcule de la manière suivante [Sim07] :

$$\epsilon = 1 - \left(1 + \frac{2\langle Q_2 \rangle}{\sqrt{5}\langle Q_0 \rangle}\right)^{-\frac{1}{4}} \quad (5.3)$$

$$\langle Q_2 \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \int (2x^2 - y^2 - z^2) \rho(\vec{r}) d^3r \quad (5.4)$$

$$\langle Q_0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \int (x^2 + y^2 + z^2) \rho(\vec{r}) d^3r \quad (5.5)$$

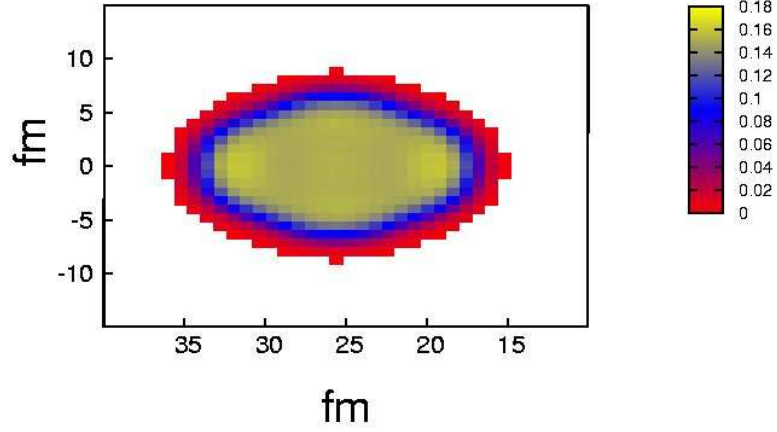


FIG. 5.1 – Distribution spatiale de la densité de matière (fm^{-3}) de la coupe longitudinale de ^{238}U dans son état fondamental HF.

où $\langle Q_2 \rangle$ et $\langle Q_0 \rangle$ sont respectivement les moments quadripolaires (ici selon l'axe de symétrie x) et monopolaire du noyau. Le calcul donne $\langle Q_2 \rangle = 913.8 fm^2$ et $\langle Q_0 \rangle = 2333.7 fm^2$. Le paramètre de déformation ϵ obtenu est donc environ 0.072; celui-ci nous permet de calculer le rapport r des dimensions du grand axe sur le petit axe du noyau ^{238}U déformé selon l'expression [Sim07] :

$$r = \frac{1}{(1 - \epsilon)^3} \quad (5.6)$$

On obtient un rapport $r = 1.25$ en bon accord avec celui obtenu par le modèle de transport ART [Bao00] qui a calculé un rapport des axes $r = 1.3$.

5.3 Collision de deux noyaux

5.3.1 Introduction

L'uranium est donc un noyau très déformé et son orientation au moment de la collision peut changer de manière significative le mécanisme de réaction. Pour pouvoir voir l'effet de l'orientation des noyaux, nous avons considéré trois différentes orientations relatives des noyaux d'uranium au moment de la collision. Ces configurations d'orientation sont représentées sur la figure 5.2.

Nous suivons l'évolution temporelle de la collision de deux noyaux à l'aide de l'approche Hartree Fock Dépendant du Temps (TDHF). Nous traitons ainsi de manière cohérente la structure des noyaux et leur dynamique lors de la collision.

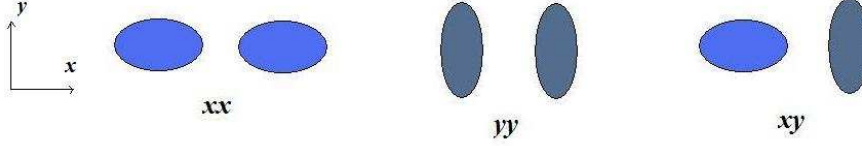


FIG. 5.2 – Orientations relatives des noyaux considérées dans les calculs.

5.3.2 Formalisme

Le formalisme TDHF [Dir30] permet de suivre l'évolution de particules indépendantes dans le champ moyen généré par l'ensemble des particules. Il est particulièrement adapté pour suivre l'évolution d'observables à un corps telles que la trajectoire ou la forme des noyaux. Pour cela on résout le système d'équations TDHF pour chacune des fonctions d'onde occupées appartenant initialement à l'un ou l'autre des noyaux.

$$i\hbar \frac{\partial |\varphi_i\rangle}{\partial t} = \hat{h} |\varphi_i\rangle \quad i \in [1, A_1 + A_2] \quad (5.7)$$

où \hat{h} dépend de la densité totale du système et A_1 et A_2 sont les nombres de nucléons de chaque noyau.

5.3.3 Aspects numériques

Nous utilisons le code TDHF3D de P. Bonche [Kim97]. A l'instant initial, on place deux noyaux d'orientation choisie dans leur état fondamental HF $|\phi_1\rangle$ et $|\phi_2\rangle$ dans une boîte de calcul commune (figure 5.3). On suppose que les noyaux ont suivi une trajectoire de Rutherford avant l'instant initial, ce qui revient à négliger l'excitation coulombienne qui aurait pu survenir avant cette condition initiale. Le plan ($z=0$) est un plan de symétrie imposé par le code. Le nombre de points des axes x , y et z de la boîte de calcul utilisée sont (96, 32, 16); chaque pas fait 0.8 fm. Les noyaux sont distants de 51.2 fm à l'instant initial.

On suppose que cette distance à l'instant initial est suffisamment grande pour pouvoir traiter proprement l'excitation coulombienne lors de la phase d'approche. On impose une énergie dans le centre de masse du système, un paramètre d'impact et on suit l'évolution de ce système au cours du temps en résolvant les équations TDHF itérativement. Le pas temporel est de 0.45 fm/c.

5.4 Potentiel $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Avant de détailler les résultats issus des calculs TDHF, on s'intéresse au potentiel d'interaction de deux noyaux d'uranium afin de déterminer la barrière coulombienne en fonction de l'orientation et la comparer à d'autres approches théoriques. L'existence possible d'un puits de potentiel aux alentours du point de contact, permettrait au système d'être dans une configuration de méta-stabilité énergétique et ainsi d'avoir un temps de vie plus long. Les noyaux d' ^{238}U étant très déformés, le potentiel entre les deux noyaux dépend beaucoup de leur orientation relative au moment de la collision.

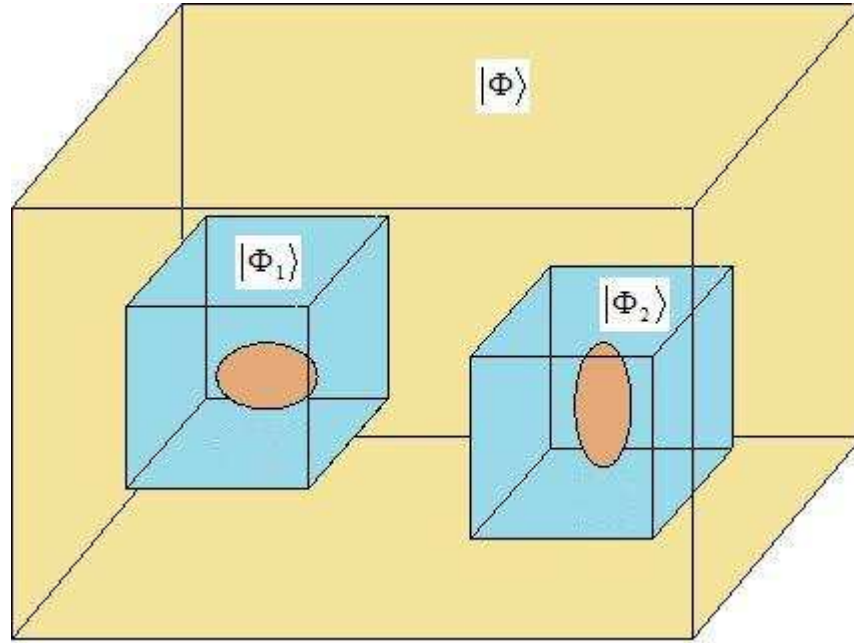


FIG. 5.3 – Boîte de calcul commune aux deux noyaux.

Sur la figure 5.4 est représentée l'énergie potentielle d'interaction dans l'approximation "HF gelé" en fonction de la déformation quadripolaire du système total pour différentes orientations des noyaux. Dans la méthode "HF gelé", on impose à la densité de matière de chaque noyau d'être figée; seule la distance entre les centres de masse des noyaux évolue. Le principe de Pauli entre les nucléons des deux noyaux est négligé dans cette approche [Den02]. Les résultats montrent une barrière coulombienne au point de contact différente pour chaque orientation. Ils sont indiqués dans le tableau 5.1.

Orientation	xx	xy	yy
Energie (MeV)	666	721	782
Q_2 (b)	1062	910	770
Distance de contact (fm)	18.4	16.3	14.3
Energie (MeV) [Sei85]	670	NC	785
Energie (MeV) [Mal84]	660	740	760

TAB. 5.1 – Energie de la barrière coulombienne, moment quadripolaire total et distance de contact associée pour différentes orientations; comparaison à d'autres modèles théoriques.

Pour la configuration xx, la barrière de potentiel se situe à $E = 666 \text{ MeV}$ à une distance correspondante de 18,4 fm (voir dans le chapitre 5.5 le détail de la méthode utilisée pour calculer la distance entre les noyaux); le calcul a donné $E = 721 \text{ MeV}$ à 16,3 fm pour xy et $E = 782 \text{ MeV}$ à 14,3 fm pour yy. A une distance inférieure à celle du point de contact, c'est-à-dire lorsque les noyaux se chevauchent, le potentiel chute rapidement car la répulsion due au principe de Pauli n'est pas prise en compte dans la méthode "HF gelé". Les barrières de potentiel sont bien en accord avec les résultats obtenus précédemment par des modèles macroscopiques [Sei85][Mal84]; ces valeurs sont indiquées dans le tableau 5.1.

La figure 5.4 présente aussi des courbes de potentiel obtenues par une méthode adia-

batique dans laquelle l'énergie du système est minimisée à chaque déformation Q_2 . Nous avons tracé les vallées de fission et de fusion du système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$. Pour la vallée de fission, nous avons considéré le système $^{476}184$ sphérique auquel on a imposé un moment quadripolaire (une élongation) de plus en plus grand. Pour chacun des moments quadripolaires, on fait converger l'énergie du système pour en obtenir le potentiel. Pour la vallée de fusion, la même méthode est utilisée sauf que cette fois, on diminue le moment quadripolaire du système préalablement formé de deux fragments identiques bien séparés. La courbe de ces deux vallées se superposent pour $Q_2 < 1200b$. Dans ce cas-ci, l'énergie potentielle d'interaction ne dépend donc pas du processus qui a amené le système dans cet état. Par contre il y a une différence notable lorsque $Q_2 > 1200b$. Un col se forme entre les deux noyaux lorsque le système fissionne qui est donc inexistant lors de la fusion. A très large moments quadripolaires ($Q_2 = 2000b$), les fragments sont toujours reliés par un col dans la vallée de fission. On remarque qu'à cette valeur de Q_2 , la présence de ce col contraint le système à avoir une énergie potentielle plus élevée de 50 MeV comparée au système sans col.

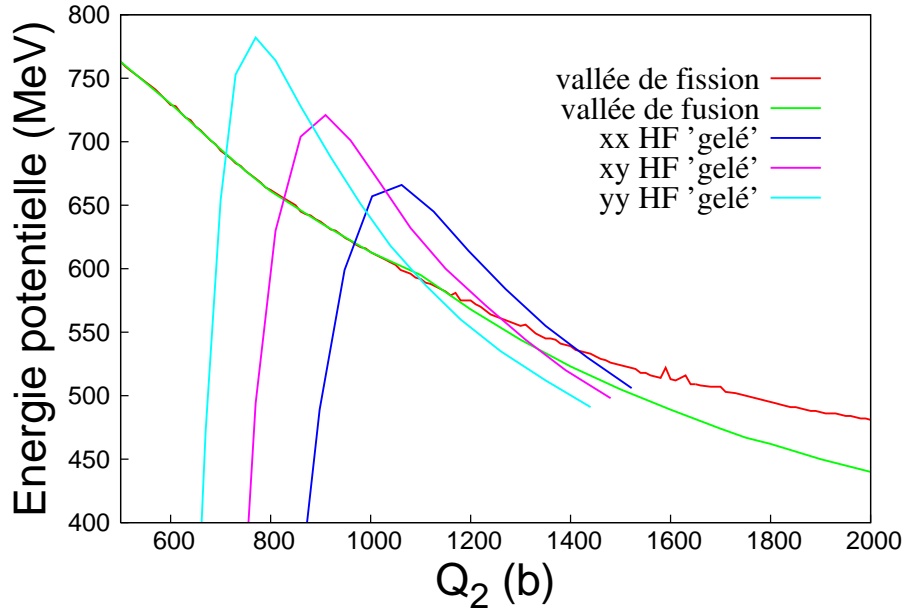


FIG. 5.4 – Energie potentielle d'interaction en fonction du moment quadripolaire.

Ni la vallée de fusion, ni celle de fission ne montrent une zone de stabilité (puits de potentiel) dans le potentiel d'interaction du système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ lorsque les deux noyaux rentrent en interaction. En conséquence, il n'existe pas de barrière comme le prédit l'approximation "HF gelé". Cette dernière est trop simpliste car elle ne préserve pas le principe de Pauli et elle interdit tout réarrangement de la densité. Ces restrictions sont donc cruciales et doivent être incluses dans une description réaliste du système. Le piégeage des noyaux dans une "poche" du potentiel en voie d'entrée ne peut donc être invoqué comme mécanisme qui allongerait le temps de vie du système $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ dans cette approche, comme l'ont déjà prouvé les calculs Hartree Fock Bogoliubov de Berger et al [Ber90].

5.5 Distance entre les noyaux

Pour estimer la distance entre les deux fragments, on calcule la distance entre la position du barycentre de la densité de masse de chaque fragment. Dans le cas où les deux noyaux se chevauchent, le code détermine le col du système géant puis calcule le barycentre de la densité de matière dans chaque zone séparée par ce col. Etudier l'évolution de cette distance au cours du temps est intéressant car cela permet de comparer la durée des collisions pour différentes énergies et orientations du système. Les figures suivantes rendent compte de cette évolution.

La figure 5.5 (haut gauche) montre le résultat pour l'énergie $E = 6,09A \text{ MeV}$. Pour l'orientation yy, l'énergie est en dessous de la barrière coulombienne, les deux noyaux ne se touchent pas et la réaction est une diffusion élastique. En effet, à une distance égale avant et après la collision, la pente de la courbe qui représente la vitesse relative des fragments est la même, ce qui indique que la diffusion est élastique. Pour les configurations xx et xy, on s'écarte de ce comportement élastique car les barrières coulombiennes sont plus faibles que l'énergie apportée. Dans ce cas, une partie de l'énergie cinétique des noyaux a été transférée en excitation interne. On observe que la courbe xx a le temps de collision le plus long. Ceci est dû à l'interaction nucléaire qui, à cette énergie, est la plus forte pour l'orientation xx.

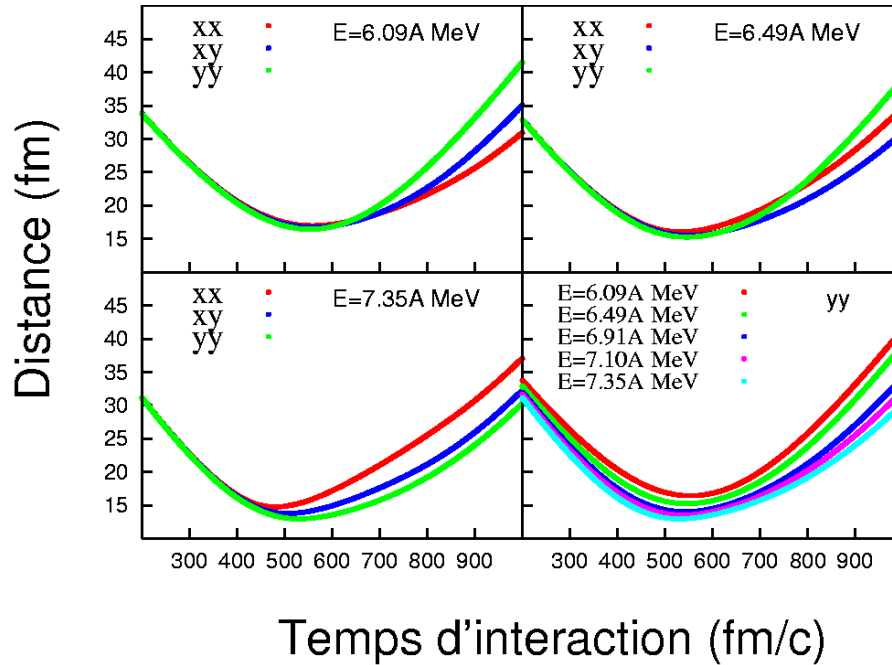


FIG. 5.5 – Distance entre les noyaux d'Uranium en fonction du temps pour différentes configurations d'énergie et d'orientation.

La figure 5.5 (haut droite) montre les résultats obtenus à $E = 6,49A \text{ MeV}$. La courbe pour yy n'est désormais plus parabolique car les noyaux rentrent en interaction et cela fait perdre de l'énergie cinétique au système. On observe également que cette fois c'est l'orientation xy qui a le temps de collision le plus long. A l'énergie $E = 7,35A \text{ MeV}$ (bas gauche), le système se situe bien au dessus de la barrière coulombienne pour chaque

orientation; les effets dus à la barrière coulombienne sont donc moindres. Dans ce cas c'est la configuration yy qui est la plus stable. C'est en effet dans cette orientation que la surface de contact est la plus importante; l'interaction nucléaire attractive intervient donc de manière plus significative. Par contre pour l'orientation xx, la surface de contact est relativement plus petite et le chevauchement des noyaux par unité de surface plus important. La densité de matière dans la zone centrale de la collision dépasse largement la densité de saturation de la matière, ce qui engendre une répulsion des noyaux. On peut observer cet effet sur la figure 5.6 qui représente la densité de matière au moment où les deux noyaux rentrent en contact pour l'énergie $E = 10A \text{ MeV}$ et l'orientation xx. La figure 5.5 (bas droite) représente l'orientation yy pour différentes énergies. On observe que la distance d'approche minimale augmente avec l'énergie, les noyaux se chevauchent donc de plus en plus et la durée de la collision augmente également.

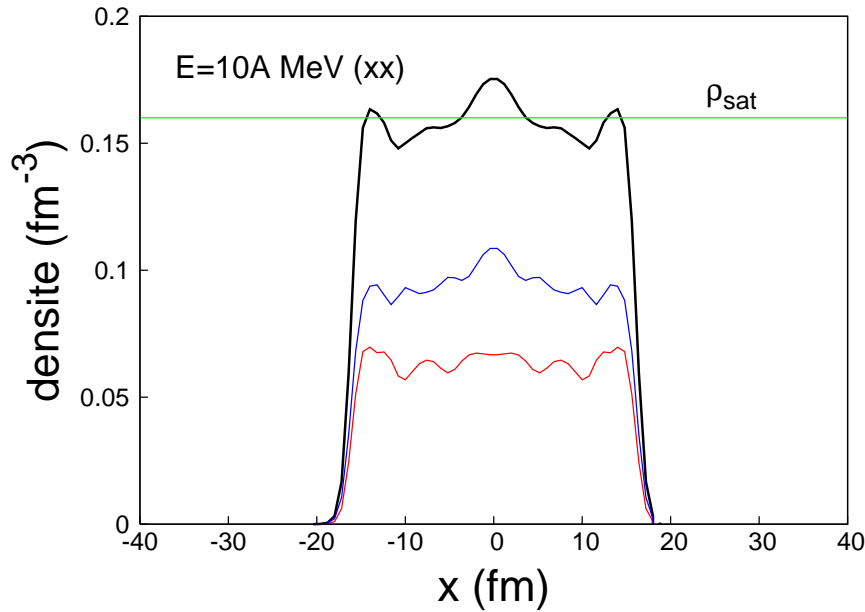


FIG. 5.6 – Densité de nucléons, de neutrons (en bleu), de protons (en rouge) pour l'énergie $E=10A \text{ MeV}$ et l'orientation xx au moment où les deux noyaux se chevauchent. La droite de couleur verte correspond à la densité de saturation de la matière $\rho_{sat} \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$.

Nous avons poursuivi les calculs à plus haute énergie pour l'orientation yy (figure 5.7) pour suivre l'évolution de la stabilité. Les temps de collision les plus longs sont obtenus vers les énergies 9-10A MeV. On observe qu'à plus haute énergie ($E > 10A \text{ MeV}$), la courbe montre une oscillation juste après le contact, ce qui s'explique par une compression importante du système géant qui va engendrer une répulsion due à une densité de matière élevée au centre de la collision (même effet que sur la figure 5.6).

Nous nous intéressons maintenant à la dépendance du paramètre d'impact sur le temps d'interaction. La figure 5.8 montre pour l'orientation yy et pour différentes énergies, la comparaison entre les collisions à paramètres d'impact $b = 0 \text{ fm}$ et $b = 3 \text{ fm}$. Dans chaque cas, le système a un temps de collision plus long à paramètre d'impact nul qu'à $b = 3 \text{ fm}$. A paramètre d'impact nul, le chevauchement des noyaux est plus important donc l'interaction nucléaire attractive également. A large paramètre d'impact, le moment angulaire

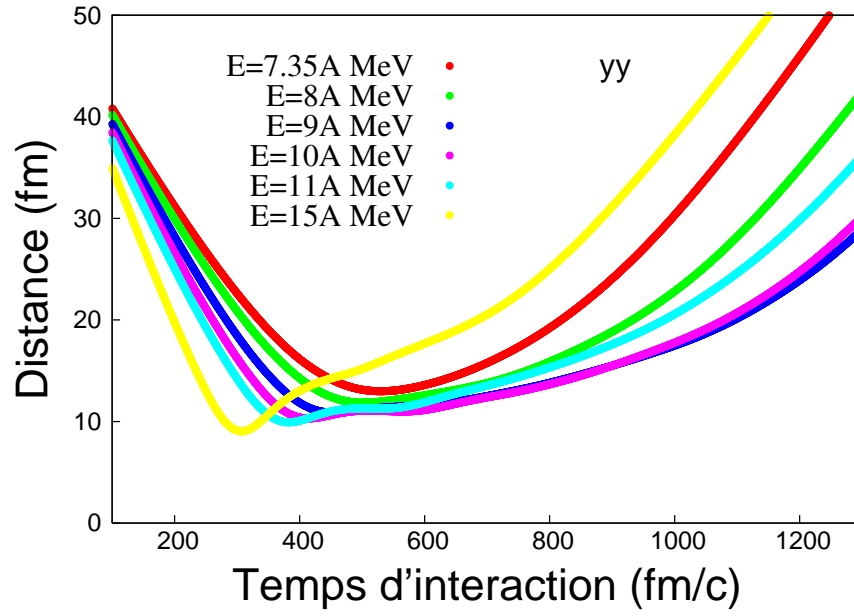


FIG. 5.7 – Distance entre les noyaux en fonction du temps pour l'orientation yy et différentes énergies.

du système géant sera également plus grand ce qui va engendrer une fission plus rapide de celui-ci.

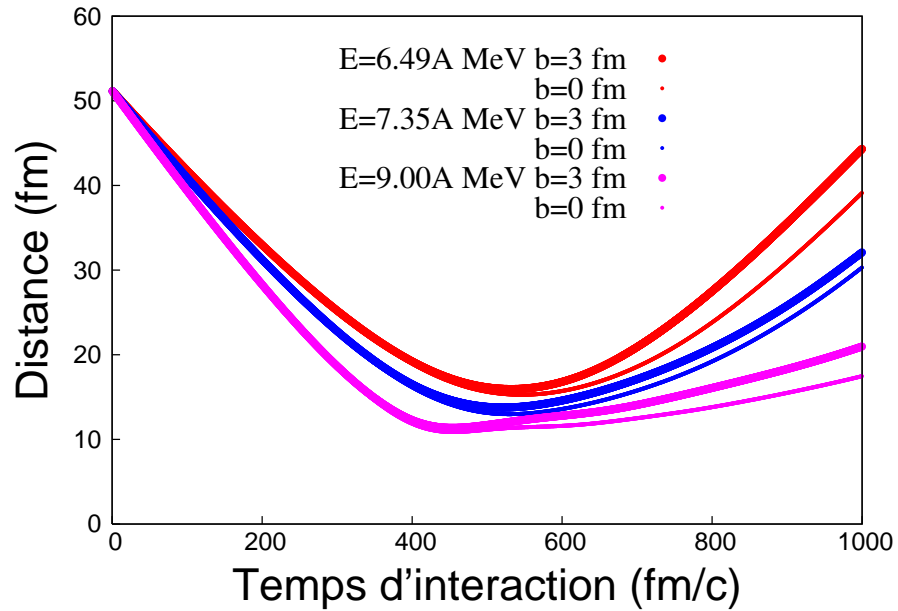


FIG. 5.8 – Distance entre les noyaux en fonction du temps aux paramètres d'impact $b = 0$ fm et $b = 3$ fm pour différentes énergies.

5.6 Perte d'énergie cinétique

On a vu précédemment que la réaction n'était plus élastique lorsque les courbes de la distance en fonction du temps avaient des pentes plus faibles en voie de sortie qu'en voie d'entrée. Dans ce cas une perte d'énergie cinétique dans les différents degrés de liberté du système se produit. Cette perte d'énergie cinétique peut se calculer de manière précise à partir de la vitesse des fragments en voie de sortie et de leur répulsion coulombienne.

La figure 5.9 représente cette perte d'énergie (TKEL) en fonction de l'énergie dans le centre de masse du système. Lorsque l'énergie du système est inférieure à la barrière coulombienne, il n'y a pas de perte d'énergie cinétique. Ensuite celle-ci augmente globalement de manière linéaire. De plus, la pente étant voisine de 1, cela indique que toute l'énergie cinétique en voie d'entrée est entièrement dissipée et que l'énergie cinétique en voie de sortie est uniquement due à la répulsion coulombienne. Sur la figure 5.9, la ligne noire qui correspond à l'équation $TKEL = E_{cm} + Vb$ avec Vb l'énergie de la barrière coulombienne (xx) rend compte de cette dépendance. Globalement les différentes orientations montrent des résultats similaires. Certains points sont absents car dans certains cas, la décroissance du système est ternaire (émission de trois fragments). Les réactions de fission ternaires sont étudiées plus en détail dans le chapitre 5.10.

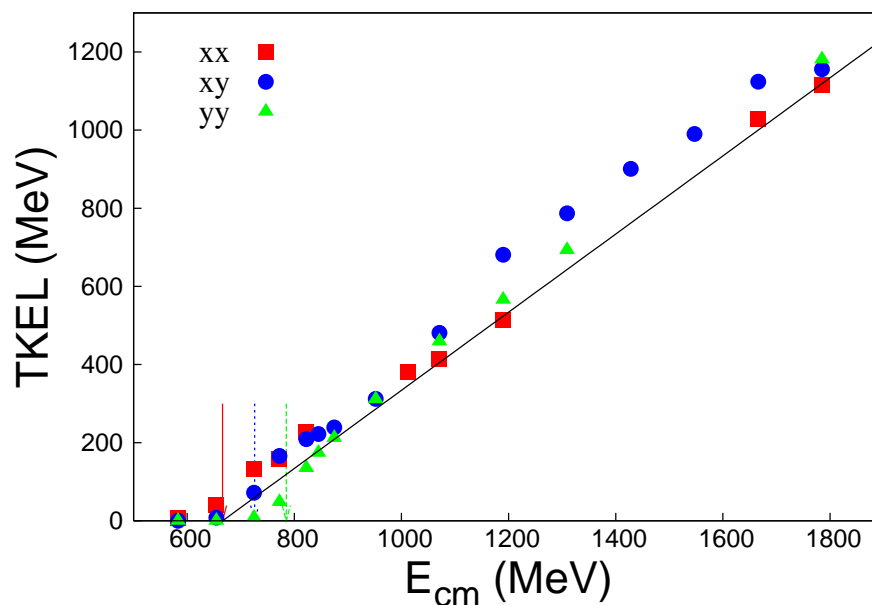


FIG. 5.9 – Perte d'énergie cinétique (TKEL) en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour différentes orientations. Les flèches correspondent aux barrières coulombiennes (voir 5.1).

5.7 Temps d'interaction

Les courbes de distance en fonction du temps (chapitre 5.5) peuvent nous donner une estimation du temps de collision. Par exemple pour l'orientation xx, les noyaux sont en contact pour une distance inférieure à 18,4 fm (distance au point de contact). Seulement

cette méthode ne prendrait pas en compte un éventuel changement de déformation du système en voie de sortie. En effet, si la forme des fragments change, la distance au point de contact peut alors elle aussi évoluer. Une méthode systématique et plus précise a été utilisée. Pour estimer le temps d'interaction du système géant, on évalue le temps pendant lequel la densité en tout point du système est supérieure à 10% de la densité de saturation soit $0,016 fm^{-3}$. De manière générale, cela correspond au temps entre le moment où les noyaux rentrent en contact et lorsque la densité de matière au col lors de la fission a une densité plus petite que $0,016 fm^{-3}$. De plus, ce critère reste valide dans le cas d'une fission ternaire (voir chapitre 5.10).

La figure 5.10 montre le temps d'interaction du système géant en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour chaque orientation ($1000 fm/c \approx 3.3 \cdot 10^{-21}$). Les orientations xy et yy ont des comportements similaires. On observe une augmentation du temps d'interaction jusqu'à environ 1000 fm/c pour une énergie de 1200 MeV puis une diminution. Par contre l'orientation xx montre un comportement bien différent. Le temps d'interaction s'élève de 600 fm/c jusqu'à 800 MeV et diminue lentement à plus haute énergie. Pour cette orientation, la densité de matière dépasse la densité de saturation et cela crée une répulsion des noyaux (voir figure 5.6). Les temps d'interaction calculés entre 1300 et 1500 MeV ont des valeurs plus importantes qu'aux autres énergies car la fission du système est ternaire avec l'émission d'un gros fragment au centre (chapitre 5.10). Les temps d'interaction trouvés pour l'orientation xy et yy sont en bon accord avec les résultats obtenus par le modèle de dynamique moléculaire quantique pour lequel les noyaux sont supposés sphériques [Tia08] qui ont donné un temps d'interaction maximum de 1120 fm/c pour une énergie de 1075 MeV.

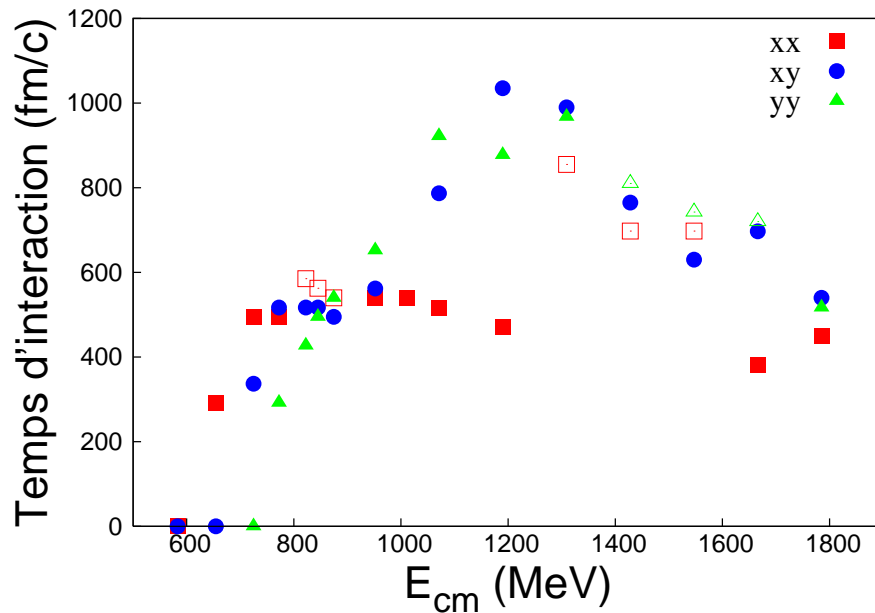


FIG. 5.10 – Temps d'interaction en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour différentes orientations. Les symboles creux correspondent à des cas de fission ternaire avec émission d'un fragment au col (voir chapitre 5.10).

5.8 Evolution temporelle de l'énergie

Au chapitre 5.6, nous avons mis en évidence une perte d'énergie cinétique lors de la réaction. Pour aller plus loin, nous étudions maintenant l'évolution temporelle des différentes composantes de l'énergie. La figure 5.11 montre le résultat pour la configuration yy à l'énergie 1309 MeV. Les deux flèches noires délimitent le temps d'interaction estimé selon la méthode décrite précédemment (chapitre 5.7). Avant le point de contact, un échange d'énergie se produit entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle coulombienne. A environ 300 fm/c, au moment du contact des deux noyaux, l'énergie cinétique du mouvement relatif chute brusquement jusqu'à disparaître. Les deux noyaux forment alors un système géant en interaction nucléaire forte ; l'énergie cinétique perdue commence à augmenter. Le transfert d'énergie cinétique vers l'énergie d'excitation interne des fragments augmente jusqu'à atteindre un plateau vers 1200 fm/c c'est-à-dire lorsque les deux fragments se séparent.

Cette évolution temporelle de l'énergie est en bon accord avec les résultats obtenus par Tian et al [Tia08] à l'énergie 1200 MeV. Le temps d'interaction, tel qu'on l'a défini, correspond donc au temps de dissipation de l'énergie associée au mouvement relatif des noyaux vers les degrés de liberté internes.

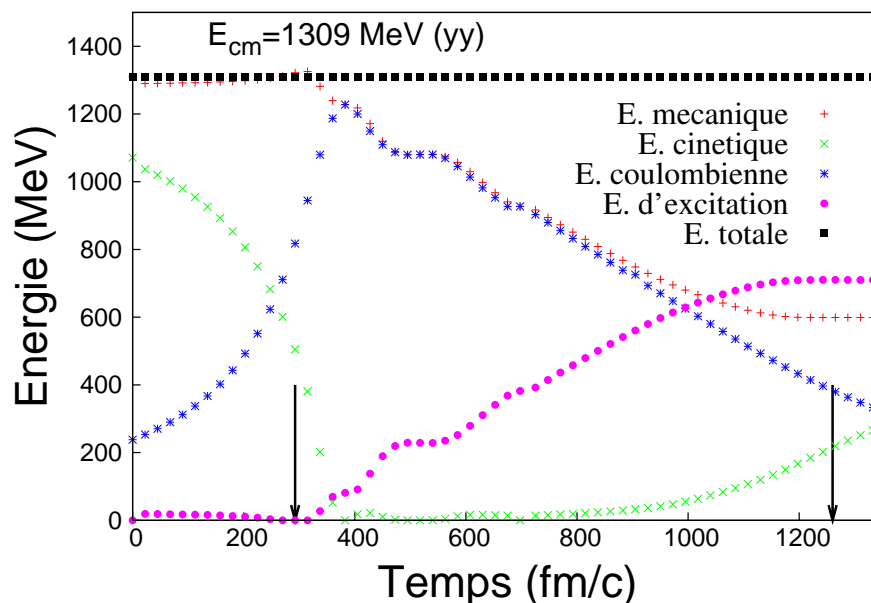


FIG. 5.11 – Temps d'interaction en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour différentes orientations. Les deux flèches noires indiquent le temps d'interaction correspondant.

5.9 Transfert de masse

Lorsque le système est symétrique avant la collision (xx,yy), il le reste en voie de sortie car l'hamiltonien ne contient pas de terme brisant cette symétrie. Pour les orientations xx et yy, la symétrie est conservée et le nombre moyen de nucléons est donc le même pour les deux

fragments après la fission. Le transfert est possible dans ces configurations symétriques à cause des fluctuations quantiques du nombre de particules dans les fragments. Cependant ces dernières sont mal reproduites par le modèle TDHF qui est optimisé pour le calcul de valeurs moyennes à un corps [Das78]. Par contre, pour l'orientation xy, des nucléons peuvent être transférés d'un noyau à l'autre car la symétrie par rapport au plan $x=0$ est brisée.

La figure 5.12 montre l'évolution de la densité de matière à différents moments de la collision pour l'énergie $E = 1666 \text{ MeV}$ et l'orientation xy. Au temps 270 fm/c, on observe une densité de matière élevée au centre du système géant (supérieure à la densité de saturation $\rho \approx 0,16 \text{ fm}^{-3}$) à cause du chevauchement important des deux noyaux et notamment une concentration de neutrons importante. Ceci engendre des fluctuations de la densité le long de l'axe de la collision. Ces fluctuations deviennent instables et au temps 922,5 fm/c, un col se forme autour de $x = 8 \text{ fm}$ et le système fissionne. Dans ce cas précis, il y a un transfert de nucléons important d'environ 100 nucléons, ce qui donne comme produits de réaction primaire des noyaux de masse 338 et 138.

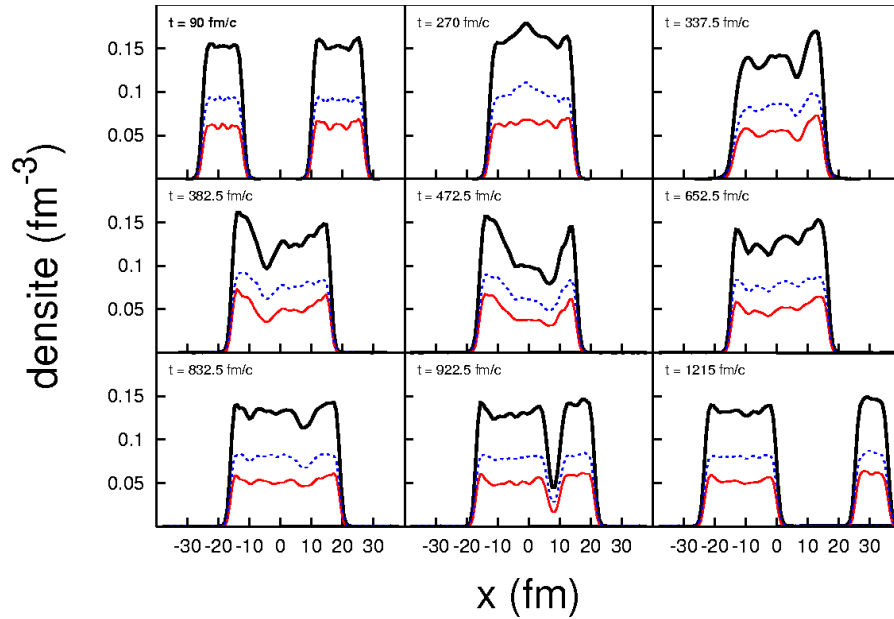


FIG. 5.12 – Densité de nucléons (en noir), de neutrons (en bleu) et de protons (en rouge) à différents instants de la collision pour $E_{cm} = 1666 \text{ MeV}$ et l'orientation xy.

La figure 5.13 montre une représentation, dans le plan de la collision, de la densité de matière pour ce système au temps $t=1125 \text{ fm/c}$, c'est-à-dire environ 200 fm/c après la fission primaire du système géant. On remarque bien sur cette figure que le noyau lourd de masse 338 est très déformé et est sur le point de fissionner. Cette fission des produits de réaction primaire après un temps de vie très court est la fission séquentielle.

La figure 5.14 montre l'évolution du nombre de nucléons transférés en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le temps d'interaction est montré en même temps pour comparaison. Le transfert de nucléons est positif lorsque les nucléons sont transmis au noyau dont l'orientation est perpendiculaire (y) à la direction de la collision. On remarque que le nombre de nucléons échangés n'est pas proportionnel à l'énergie du système. Il va

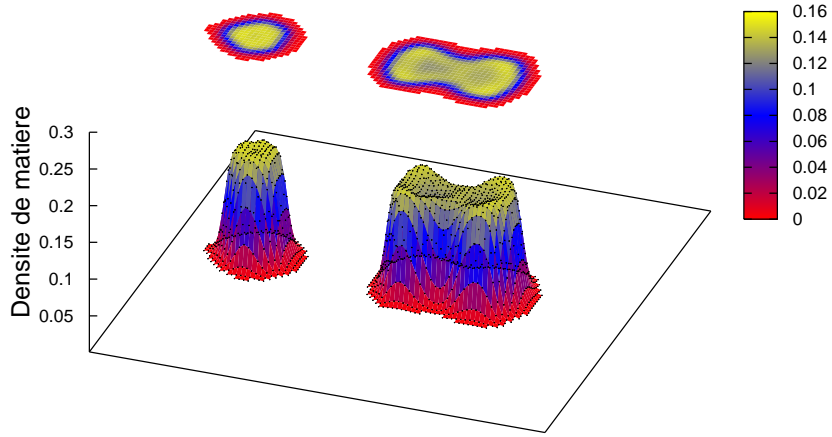


FIG. 5.13 – Densité de nucléons (fm^{-3}) dans le plan de la collision après la fission primaire du système géant pour $E_{cm} = 1666 MeV$ et l'orientation xy.

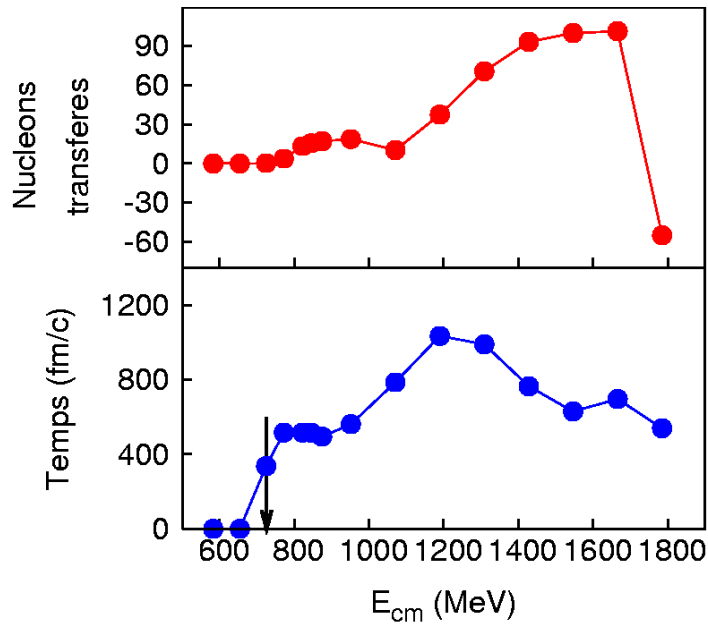


FIG. 5.14 – Nombre de nucléons transférés et temps d'interaction associés pour l'orientation xy ; la flèche indique la barrière coulombienne.

augmenter lentement jusqu'à l'énergie 950 MeV puis plus rapidement entre 1100 et 1400 MeV. Vers 1800 MeV, le transfert de nucléons se fait du noyau orienté y vers celui orienté x. A faible énergie ($E < 1000 MeV$), le transfert de nucléons est corrélé grossièrement au temps d'interaction. Ainsi le nombre de nucléons transférés va augmenter avec le temps d'interaction. A plus haute énergie, des fluctuations dynamiques de la densité dues à la

violence de la collision brisent cette corrélation. A l'énergie $E=1800$ MeV, l'énergie apportée est telle que les fluctuations dynamiques autorisent le système à fissionner lorsqu'il a une forme très particulière (voir $t = 472.5 fm/c$ figure 5.12).

5.10 Fission ternaire

Nous avons observé des fissions ternaires du système géant, c'est-à-dire des fissions à trois corps avec l'émission d'une particule au col. Ce mécanisme de réaction particulier avait déjà été mis en évidence dans la fission spontanée de ^{252}Cf [Ram98] avec notamment l'émission du noyau ^{10}Be .

Pour les trois énergies 7.10, 7.35 et 8A MeV et l'orientation xx, l'émission d'une particule légère a été observée (voir figure 5.15). En faisant l'intégrale de la densité de protons et neutrons autour du fragment central, on a obtenu un noyau proche de ^{16}C pour chaque énergie. Ce phénomène semble être lié à l'excès de densité au centre du système géant (voir figure 5.6) ; en effet le système géant peut se casser de part et d'autre de la zone où la densité excède la densité de saturation. Cependant cet excès de densité n'est pas l'unique cause qui mène à l'émission d'une particule au col car dans de nombreux cas, la densité de saturation est dépassée sans pour autant engendrer une fission ternaire.

Le même phénomène est également observé pour l'orientation yy aux énergies 12,13 et 14A MeV. Les énergies sont plus élevées que dans la configuration précédente xx car la distance d'approche qui permet le chevauchement des noyaux et l'excès de densité au centre est plus petite. Le fragment central est voisin de $^{13-14}B$.

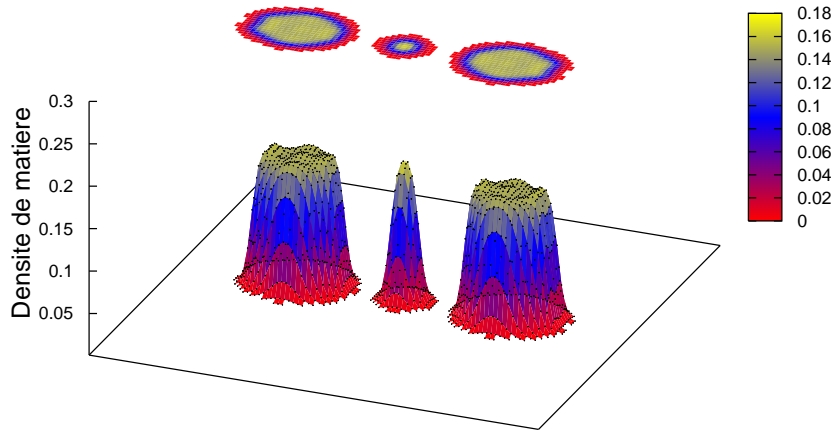


FIG. 5.15 – Densité de nucléons (fm^{-3}) dans le plan de la collision après la fission ternaire du système géant pour $E_{cm} = 875 MeV$ et l'orientation xx.

Des fissions ternaires avec cette fois l'émission d'un fragment lourd au centre ont été obtenues pour les énergies 11, 12 et 13A MeV dans la configuration d'orientation xx.

Des noyaux semblables à ^{272}Lr , ^{248}Cm et ^{243}Np ont été respectivement observés. La figure 5.16 montre un exemple de ce type de fission ternaire à l'énergie 12 AMeV. Un modèle théorique [Wu84] avait déjà évoqué la possibilité d'émettre des fragments lourds au centre lorsque le système géant a une élongation importante comme c'est le cas pour la configuration xx étudiée ici.

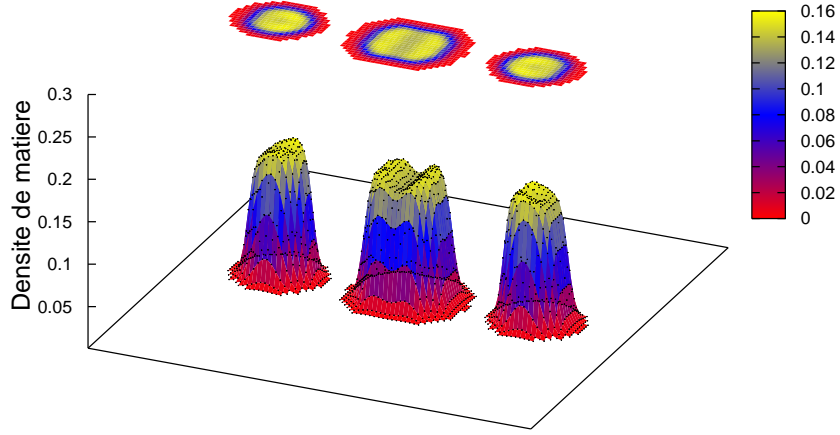


FIG. 5.16 – Densité de nucléons (fm^{-3}) dans le plan de la collision après la fission ternaire du système géant pour $E_{cm} = 1428\text{MeV}$ et l'orientation xx.

Conclusions

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés au système géant $^{476}_{184}$ formé dans la collision de deux noyaux d'Uranium. Nous avons dans un premier temps étudié la formation de ce système géant de manière expérimentale pour différentes énergies incidentes : à partir d'une énergie proche de la barrière coulombienne ($E = 6.09 A MeV$) jusqu'à environ 20% au dessus de celle-ci ($E = 7.35 A MeV$) ; aucune expérience dans le passé n'avait étudié la collision d'actinides au niveau de la barrière coulombienne. Ce travail présente également les résultats théoriques selon l'approche microscopique "Time Dependent Hartree Fock" concernant la collision $^{238}U + ^{238}U$ à des énergies en dessous de la barrière coulombienne jusqu'à 250% au dessus de celle-ci ($E = 15 A MeV$).

Expérimentalement, pour sonder la formation du système géant et en étudier les caractéristiques, nous nous sommes focalisés sur les noyaux produits lors de réactions de transfert car ce mécanisme de réaction implique nécessairement la formation de celui-ci. Le calcul, dans le centre de masse, de l'énergie cinétique des noyaux issus de réactions de transfert a permis de mettre en évidence que l'énergie cinétique totale des fragments issus de la décroissance du système géant était indépendante de l'énergie incidente (lorsqu'au moins dix nucléons sont transférés). Ainsi, toute l'énergie cinétique disponible s'est dissipée dans les différents degrés de liberté du système géant (énergie d'excitation des produits de réaction, déformation du système géant...). L'énergie cinétique totale des produits de réaction s'avère être bien inférieure à l'énergie de la barrière coulombienne du système géant dans le canal d'entrée, signifiant qu'au moment de la fission du système géant, celui-ci est soumis à une déformation importante ; une déformation quadripolaire des produits de réaction (pour un transfert de masse important) proche de celle des noyaux super déformés ($\beta \approx 0.6$) a été estimée. Un temps de vie du système géant de l'ordre de $8 \cdot 10^{-21} s$ a été déterminé (à l'énergie $E = 7.35 A MeV$ pour une perte d'énergie cinétique de l'ordre de $325 MeV$) selon le modèle de diffusion qui se base sur la distribution de masse des produits de réaction et notamment le nombre total de nucléons transférés pendant la collision [Ried79]. La corrélation entre le nombre de nucléons transférés et la perte d'énergie cinétique a montré que le système géant tendait vers un équilibre thermodynamique pour un transfert de nucléons important et une perte d'énergie cinétique élevée ; un état d'équilibre thermodynamique transitoire a également été prédit à une énergie plus élevée $E \approx 9-10 A MeV$ par le modèle de dynamique moléculaire quantique [Tia08].

Selon l'approche théorique "TDHF", nous avons mis en évidence que de manière générale le mécanisme de réaction dépendait de l'orientation des noyaux au moment de la collision, le noyau d'Uranium ayant une déformation statique importante ($\beta \approx 0.27$). Selon l'orientation des noyaux, l'énergie de la barrière coulombienne est différente ; celle-ci peut ainsi varier de $V_b \approx 666 MeV$ à $V_b \approx 782 MeV$. Le calcul du potentiel d'interaction entre les noyaux montre que celui-ci n'arbore pas de minimum lorsque les noyaux sont en contact ;

le piégeage du système géant dans une poche du potentiel ne peut donc être invoqué comme mécanisme qui apporterait un gain de stabilité au système et allongerait son temps de vie. L'absence de puit de potentiel implique également que, lorsque le recouvrement des noyaux est important, les réactions fortement inélastiques vont être le mécanisme de réaction dominant. Le temps de vie le plus long du système géant a été calculé à environ $4 \cdot 10^{-21} s$ pour une énergie incidente $E = 10 A MeV$, c'est à dire environ 60% au dessus de la barrière coulombienne; ce résultat est conforté par le modèle de dynamique moléculaire quantique [Tia08]. Nous avons également mis en évidence que les déformations dynamiques influent sur le transfert de nucléons entre les deux noyaux, et pouvaient engendrer une fission ternaire du système géant.

Un transfert de nucléons entre les deux noyaux d'Uranium implique que des produits de réaction plus lourds que l'Uranium vont être formés lors de la collision. Les études expérimentale et théorique ont montré que toute l'énergie cinétique disponible impliquée dans la réaction se transformait en énergie d'excitation des différents degrés de liberté du système. Les produits de réaction issus de la décroissance du système géant sont donc excités, rendant leur survie face à la fission séquentielle peu probable, notamment pour les noyaux lourds. Le modèle basé sur l'équation de Langevin calcule cependant une section efficace supérieure au pb pour la formation de noyaux lourds tel que $Z < 105$ [Zag07] pour la réaction $^{238}U + ^{238}U$ à l'énergie $E_{CM} = 800 MeV$. Expérimentalement, à l'énergie $E = 6.09 A MeV$ proche de la barrière coulombienne (la barrière coulombienne se situe entre $5.6 A MeV$ et $6.6 A MeV$ selon l'orientation des noyaux), on a mesuré un transfert de masse important (environ 20 nucléons avec une statistique raisonnable). A cette énergie, l'énergie d'excitation des noyaux est faible ($TKEL \approx 100 MeV$) ce qui devrait augmenter la probabilité de survie du noyau lourd formé. Il serait donc intéressant d'étudier de nouveau la collision $^{238}U + ^{238}U$ à l'énergie $E = 6.09 A MeV$ en se focalisant sur la formation de noyaux super lourds et en ayant une statistique plus importante. Cette même étude permettrait également de confirmer ou d'infirmer la brusque diminution de la section efficace pour $A < 208$ due aux effets de couche comme le prédit le modèle basé sur l'équation de Langevin [Zag06].

Dans ce type de collision, le processus de création de paires électron-trou issus du vide quantique est prédit mais n'a cependant jamais été prouvé expérimentalement. Ce processus électrodynamique quantique nécessite un temps de vie du système géant relativement long, supérieur à $2 - 3 \cdot 10^{-21} s$ [Sof96]. Il est donc d'un intérêt certain de rechercher des conditions expérimentales telles que la section efficace de formation du système géant d'une durée de vie importante est élevée. Le modèle de diffusion affirme qu'une perte d'énergie cinétique liée à un transfert de masse important induit un temps de vie du système géant long. Les résultats expérimentaux montrent que la section efficace de production de noyaux issus de réactions de transfert augmentent avec l'énergie incidente; la probabilité de former le système géant est donc plus importante. Cependant, en augmentant l'énergie incidente, l'énergie d'excitation du système géant est plus élevée, le rendant moins stable. D'ailleurs, le modèle basé sur l'équation de Langevin montre que la section efficace maximale correspondant à des temps de vie du système géant long se situe autour de l'énergie de la barrière coulombienne [Zag06]. Cependant on a vu précédemment, d'après le modèle "TDHF" et le modèle de dynamique moléculaire quantique [Tia08], que le temps de vie du système géant était le plus long à des énergies environ 60% au dessus de la barrière coulombienne. On voit ainsi tout l'intérêt de faire l'étude expérimentale de la réaction $^{238}U + ^{238}U$ à plus haute

énergie, ce qui permettrait de valider l'un ou l'autre des résultats théoriques et ouvrir de nouvelles perspectives quant à la mise en évidence du processus électrodynamique.

En vue d'une expérience future, il serait primordial de pouvoir faire la distribution angulaire des produits de réaction ; celle-ci est une indication du niveau de thermalisation du système géant (stabilité, temps de vie). Détecter tous les produits de réaction est également d'un grand intérêt ; en effet, l'identification des deux produits de réaction permettrait de connaître l'évaporation de particules des noyaux excités, de mesurer précisément la perte totale d'énergie cinétique et de quantifier la fission séquentielle. Pour cela, un détecteur en coïncidence cinématique avec le spectromètre VAMOS supportant l'intensité de la diffusion élastique de l'Uranium est nécessaire. Un détecteur à gas, nommé ABCD ("Axial Bragg Curve Detector"), est en cours de développement. De forme conique, il possède une grande acceptance angulaire de détection (environ 60°) et permettrait à priori d'identifier complètement les noyaux (masse, charge, énergie) en analysant le signal électrique laissé par les noyaux dans le gas (courbe de Bragg).

Annexe A

Calcul dans le centre de masse

A.1 Changement de référentiel, laboratoire et centre de masse

Soit un repère fixe (O,x,y) lié au laboratoire et un repère mobile (O',x',y') se déplaçant à la vitesse \vec{v}_e . Les axes x et x' sont confondus. (voir figure A.1).

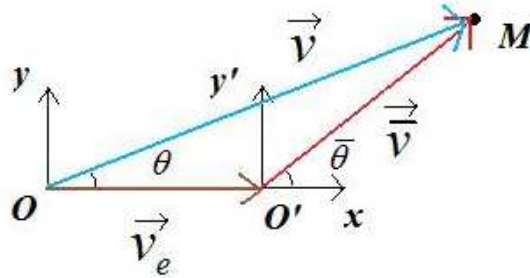


FIG. A.1 – Schéma d'explication pour un changement de coordonnées du point M du repère du laboratoire (O,x,y) vers un repère mobile (O',x',y').

On souhaite calculer la vitesse v et l'angle θ de la particule au point M dans le système du laboratoire en fonction de la vitesse \bar{v} et de l'angle $\bar{\theta}$ dans le repère mobile. D'après l'égalité vectorielle A.1, on peut faire une projection suivant les axes x et y de ces vecteurs et en déduire les expressions A.2 suivantes :

$$\vec{v}_e + \vec{\bar{v}} = \vec{v} \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{cases} v_e + \bar{v}\cos(\bar{\theta}) = v\cos(\theta) \\ v\sin(\theta) = \bar{v}\sin(\bar{\theta}) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

En utilisant les propriétés telles que $\sin(\theta)^2 + \cos(\theta)^2 = 1$ et $\sin(\bar{\theta})^2 + \cos(\bar{\theta})^2 = 1$, on en déduit facilement les relations suivantes A.3 :

$$\begin{cases} v^2 = \bar{v}^2 + v_e^2 + 2\bar{v}v_e\cos(\bar{\theta}) \\ \bar{v}^2 = v^2 + v_e^2 - 2vv_e\cos(\theta) \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

En faisant le rapport des deux expressions A.2, on obtient les relations A.4 donnant les angles θ et $\bar{\theta}$ en fonction des paramètres, respectivement dans le centre de masse (repère mobile) et dans le système du laboratoire.

$$\begin{cases} \tan(\theta) = \frac{\sin(\bar{\theta})}{\cos(\bar{\theta}) + \frac{v_e}{v}} \\ \tan(\bar{\theta}) = \frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta) - \frac{v_e}{v}} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

A.2 Cinématique dans le centre de masse



FIG. A.2 – Représentation, dans le centre de masse, d'un projectile de masse A_1 se dirigeant à une vitesse v sur une cible de masse A_2 .

Soit un projectile de masse A_1 se dirigeant à une vitesse \vec{v} sur une cible de masse A_2 . La figure représente ce système vu par le centre de masse qui se déplace à une vitesse \vec{v}_e ; les vitesses du projectile et de la cible dans le centre de masse y sont indiquées. L'impulsion du système étant nulle dans le centre de masse, cela nous permet d'écrire l'expression A.5 et d'en déduire l'expression de v_e (A.6).

$$A_1(\vec{v} - \vec{v}_e) + A_2\vec{v}_e = \vec{0} \quad (\text{A.5})$$

$$v_e = \frac{A_1 v}{A_1 + A_2} \quad (\text{A.6})$$

Bibliographie

- [Afa05] A.V. Afanasjev and S. Frauendorf Phys. Rev. C 71 (2005) 024308
- [Ahm95] I. Ahmad Nucl. Phys. A 583 (1995) 247-256
- [Arm08] P. Armbruster, Eur. Phys. J. A 37 (2008) 159-167
- [Aug87] F. Auger et al., Phys. Rev. C 35 (1987) 190
- [Bao00] Bao-An Li, Phys. Rev. C 61 (2000)021903(R)
- [Bas80] *Nuclear reactions with heavy ions*, edited by R. Bass (Springer Verlag,1980)
- [Ben01] M. Bender et al., Phys. Lett. B 515 (2001) 42-48
- [Ber90] J. F. Berger et al, Phys. Rev C 41 (1990)6
- [Boh69] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure Vol. I (1969), chapter 2, Benjamin, Reading, MA.
- [Bon05] P. Bonche, H. Flocard, P.H. Heenen, Comp. Phys. Com. 171, 49 (2005)
- [Bro78] R.A. Broglia et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 41 No. 1 (1978)
- [Bro80] U. Brosa, Z. Phys. A Atoms and Nuclei 298 (1980) 77-78
- [Cha97] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer et R. Schaeffer, Nucl. Phys. A 627, 710 (1997)
- [Cha98] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer et R. Schaeffer, Nucl. Phys. A 635, 231 (1998)
- [Das78] C.H. Dasso et al., Z. Phys. A 289 (1979) 395
- [Dav80] K.T.R. Davies, H. Flocard, S. Krieger and M.S. Weiss, Nucl. Phys. A 342, 111 (1980)
- [Den02] V. Y. Denisov and W. Nöremberg, Eur. Jour. Phys. J A 15, 375 (2002)
- [Dir30] P. A. M. Dirac, Proc. Cambridge Philos. Soc. 26, 376 (1930)
- [Eng93] T.R. Englang and B.F. Rider, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-94-3106;ENDF-349 (1993)
- [Fel85] Hans T. Feldmeier, *Dissipative heavy-ion collisions*, operated by the University of Chicago for the U.S. Department of Energy (ANL-PHY-85-2)
- [Foc30] V. A. Fock, Z. Phys. 61, 126 (1930)
- [Fre79] H. Freiesleben et al, Z Phys. A 292 (1979) 171-189
- [Fur84] K. Furuno *Heavy ion fusion reactions*, edited by K. Furuno and T. Kishimoto, proceedings of the Tsukuba international symposium (1984) page 143.
- [Gag80] H. Gaggeler et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 45 No. 23 (1980)

-
- [Gal70] J. Galin et al, Nucl Phys A 159 (1970) 461-480
- [Ghi55a] A. Ghiorso et al., Phys. Rev. 99 (1955) 1048
- [Ghi55b] A. Ghiorso et al., Phys. Rev. 98 (1955) 1518
- [Gol08] C. Golabek et al., Int. Jour. Mod. Phys. E Vol. 17, No. 10 (2008) 2235-2239
- [Gol09] C. Golabek et al., Eur. Phys. Jour. A (2009) to be published
- [Gol09b] C. Golabek et C. Simenel, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 042701
- [Gre83] Quantum Electrodynamics of Strong Fields, edited by W. Greiner (Plenum, New York, 1983)
- [Gri70] G.F. Gridnev et al, Nucl Phys A 142 (1970) 385-391
- [Gro80] S. Grossmann, Z. Phys. A Atoms and Nuclei 296 (1980) 251-262
- [Gup07] Raj K. Gupta et al, Int. Jour. Mod. Phys. E Vol. 16 No. 6 (2007) 1721-1732
- [Har28] D. R. Hartree, Proc. Cambridge Philos. Soc. 24, 89 (1928)
- [Hax49] O. Haxel et al, Phys. Rev. 75 (1949) 1766
- [Hil77] K.D. Hildenbrand et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 39 No. 17 (1977)
- [Hil83] K.D. Hildenbrand et al., Nucl. Phys. A 405 (1983) 179-204
- [Hof96] S. Hofmann et al., Z. Phys. A 354 (1996) 229-230
- [Itk07] M.G. Itkis et al, Nucl. Phys. A 787 (2007) 150c-159c
- [Jol95] R. Balian et al., Ecole Joliot Curie, "Noyaux en collisions" (1995) page 116
- [Kat89] M.W. Katoot et V.E. Oberacker, Jour. of Phys. G, Nucl. Part. Phys. 15 (1989) 333-351
- [Kim97] K.-H. Kim, T. Otsuka and P. Bonche, Jour. Phys. G 23, 1267 (1997)
- [Kno00] G.F. Knoll, "Radiation detection and mesuarement", Third edition (2000)
- [Kra04] V.L. Kravchuk, Thèse "Development of an Atomic Clock for Fission Lifetime Measurements" (2004)
- [Lau95] K. Lau et Pyrlik, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 366 (1995) 298-309
- [Lef73] M. Lefort et al, Nucl. Phys. A 216 (1973) 166-172
- [Lov07] W. Loveland, Phys. Rev. C 76 (2007) 014612
- [Mal84] N. Malhotra and Raj K.Gupta, Phys. Rev. C 31 (1984)4
- [Man86] H.M.M. Mansour, Phys. Rev. C Vol 34 N 4 (1986)
- [Mar02] T. Maruyama et al, Eur. Phys. J. A 14 (2002) 191-197
- [May50] M. Goeppert Mayer, Phys. Rev. 78 (1950) 16
- [Meo97] F. Meot, S. Valero, Fermilab-TM-2010, 1997
- [Mic64] A. Michalowicz, "Cinématique des réactions nucléaires", Monographies Dunod (1964)
- [Mit85] W. Mittig et al., Phys. Let. B 154 (1985) 259
- [Mit06] W. Mittig, communications privées
- [Mor75] L. Moretto Nucl. Phys. A 247 (1975) 211

- [Mor08] M. Morjean et al., Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 072701
- [Mun82] M. Münchow et al., Nucl. Phys. A 388 (1982) 381-401
- [Mun84] G. Münzenberg et al., Z. Phys. A 317 (1984) 317
- [Naz02] W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A 701 (2002) 165c-171c
- [Nil68] S.G. Nilsson, Phys. Lett. B 28 N 7 (1968) 458-461
- [Nor63] L.C. Northcliffe, Annu. Rev. Nucl. Sci. (1963) 67-102
- [Obe05] A. Obertelli, Thèse "La fermeture de sous-couche N=16"
- [Oga04] Ty.Ts. Oganessian Phys. Rev. C 70 (2004) 064609
- [Oga06] Yu. Ts. Oganessian et al., Phys. Rev. C 74 (2006) 044602
- [Oga07] Yu. Oganessian, Jour. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 (2007) R165-R242
- [Oga09] Yu. Ts. Oganessian et al., Phys. Rev. C 79 (2009) 024608
- [Pil98] W. Pilz et al, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 419 (1998) 137-145
- [Pul08] S. Pullanhiotan et al, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 266 (2008) 4148-4152
- [Ram98] A.V. Ramayya et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 81 No. 947 (1998)
- [Rei80] J. Reinhardt Phys. Rev. A (1981) Vol. 24 Num. 1 452-458
- [Rie79] C. Riedel et al., Zeit. Phys. A 290 (1979) 385-391
- [Ried79] C. Riedel et al., Zeit. Phys. A 290 (1979) 47-55
- [Rud79] G. Rudolf et al., Nucl. Phys. A 330 (1979) 243-252
- [Sav03] H. Savajols, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 204 (2003) 146-153
- [Sch78] M. Schädel et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 41 No. 7 (1978)
- [Sch09] K.H. Schmidt, communications privées
- [Sei85] M. Seiwert et al, J. Phys.G : Nucl.Phys.11 (1985)L21-L26
- [Shi69] F. Shiraishi, Nucl. Instr. and Meth. 69 (1969) 316-322
- [Shi82] K. Shima et al., Nucl. Inst. and Meth. 200 (1982) 605-608
- [Sie86] A.J. Sierk, Phys. Rev. C 33 (1986) 6
- [Sim07] C. Simenel et al, Phys. Rev. C 76 (2007)024609
- [Sky56] T. Skyrme, Philos. Mag. 1, 1043 (1956)
- [Sto97] N.T.B. Stone Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2084
- [Sob66] A. Sobiczewski et al., Phys. Lett. V 22 N 4 (1966) 500
- [Sof79] G. Soff, Phys. Rev. Lett. Vol. 43 No. 27 (1979)
- [Sof96] G. Soff et al., Acta Phys. Pol. B Vol. 2 (1996)
- [Str97] J. Stroth et al, Z. Phys. A 357 (1997) 441-455
- [Swi83] W.J. Swiatecki Lawrence Berkeley Laboratory Report No. LBL 11403, 1983
- [Tab99] G. Tabacaru et al, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 428 (1999) 379-390
- [Tan80] T. Tanabe et al, Nucl. Phys. A 342 (1980) 194-212
- [Tar04] O. Tarasov, D. Bazin, Nucl. Phys. A 746 (2004) 411
- [Tia08] J. Tian et al, Phys. Rev. C 77 (2008)064603

-
- [Tosca] TOSCA Static Field Analysis OPERA-3D, Vector Fields, 24 Bankside Kidlington, Oxford, England.
- [Van73] R. Vandenbosch et J.R. Huizenga, "Nuclear fission" Academic Press (1973)
- [Vil93] A.C.C. Villari et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 71 No. 16 (1993)
- [Vil06] A.C.C. Villari et al., Tours Symposium on Nuclear Physics VI, Tours 2006
- [Vio66] V.E. Viola Jr, Nuclear Data A 1 (1966) 391
- [Wan05] N. Wang et al., Mod. Phys. Let. A Vol. 20 No. 34 (2005) 2619-2627
- [War07] M. Warda, Int. Jour. of Mod. Phys. E (2007) Vol. 16 Num. 2 452-458
- [Was08] K. Washiyama, Phys. Rev. C 78 (2008) 024610
- [Wei78] Hans A. Weidenmüller, *Transport theories of heavy-ion reactions*, edited by D. Wilkinson (Pergamon press, MPI H-1978-V29)
- [Whe55] J.A. Wheeler, Proceeding of the international conference on the peaceful uses of atomic energy, Geneva, 8-20 August 1955 .United Nations 1956 . Vol 2, p 155
- [Wil73] J. Wilczynski, Phys. Let. B Vol. 47 Num. 6 (1973)
- [Wil76] B.D. Wilkins et al., Phys. Rev. C 14 (1976) 1832
- [Wol77] G. Wolschin and W. Nöremberg, Z Phys. A 284 (1977) 209-216
- [Wols77] G. Wolschin, Nukleonika 22 (1977) 1165
- [Wu84] X. Wu et al., Jour. Phys. G : Nucl. Phys. 10 (1984) L93-L97
- [Yam76] S. Yamaji, J. Phys. G, Vol. 2 No. 11 (1976)
- [Zag01] V.I. Zagrebaev Phys. Rev. C 64 (2001) 034606
- [Zag06] V.I. Zagrebaev et al, Phys. Rev. C 73 (2006) 031602(R)
- [Zag07] V.I. Zagrebaev et al, Int. Jour. Mod. Phys. E Vol. 16 No. 4 (2007) 969-981
- [Zag08] V.I. Zagrebaev et al, Phys. Rev. C 78 (2008) 034610
- [Zag09] V.I. Zagrebaev, communications privées
- [Zie85] J.F. Ziegler et al., "The stopping and range of ions in solids", Pergamon Press (1985)

Résumé :

Définir les limites de stabilité des systèmes nucléaires est un des enjeux de la physique nucléaire. Dans les collisions d'actinides sont formés les ensembles de nucléons les plus lourds que l'on peut produire sur terre. La collision $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, permettant de former le système géant $^{476}184$, est étudiée de manière théorique selon le modèle microscopique "Time Dependent Hartree Fock" pour une gamme d'énergie large sous et au-delà de la barrière coulombienne et également de manière expérimentale à des énergies proche de la barrière coulombienne jusque 20% au dessus de celle-ci (6.09-7.35 AMeV) ; le spectromètre VAMOS et un système de détection permettant de mesurer la masse, la charge, l'énergie et l'angle de diffusion ($35 \pm 5^\circ$) de l'éjectile est utilisé. On a mis en évidence qu'un transfert de masse important entre les deux noyaux d'Uranium (supérieur à 10 nucléons) menait à une dissipation totale de l'énergie cinétique dans les différents degrés de liberté du système géant et à une déformation importante de celui-ci au moment de sa décroissance. Le temps de vie du système géant est estimé à 10^{-21} - 10^{-20} s. Ce temps serait suffisant pour sonder la formation de paires électrons-trous issus du vide quantique, processus jusqu'alors jamais prouvé expérimentalement. La synthèse de noyaux lourds riches en neutrons semble également envisageable dans ce type de réaction aux énergies proches de la barrière coulombienne lorsque l'énergie d'excitation des produits de réaction est moindre.

Title : Search for a signature of the formation and decay of the giant system "Z=184"

Abstract :

Defining the limits of stability of nuclear system is one of the most important goals of nuclear physics. The heaviest ensembles of nucleons available on earth are formed in actinides collisions. The collision of two Uranium nuclei, forming the giant system $^{476}184$, is studied theoretically within the microscopic model "Time Dependent Hartree Fock" in an energy range below and far above the coulomb barrier and also experimentally, at energies close to the Coulomb barrier up to 20% above (6.09-7.35 AMeV). The VAMOS spectrometer and relevant detection system measuring the mass, charge, energy and diffusion angle of ejectiles are used. We highlight that a large transfer of nucleons between the two reactants (more than 10 nucleons) leads to a complete damping of kinetic energy into the internal degrees of freedom of the giant system and to a strong deformation of it at the scission point. Lifetime of the giant system is estimated to be around 10^{-21} - 10^{-20} s. This time would be enough to test the formation of electron-positron pairs produced by the decay of the vacuum, process never proved experimentally until now. The synthesis of heavy neutron-rich nuclei seams to be possible when the excitation energy of reaction products is reduced.

Mots-clés :

Indexation Rameau : réactions nucléaires, collisions, diffusion profondément inélastique, interactions d'ions lourds, stabilité, Uranium, éléments superlourds

Indexation libre : temps d'interaction

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique.

GANIL, BP 55027, 14076 CAEN Cedex 5, FRANCE

